THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité: Statistique

Mention: Physique des Plasmas

PAR

Bernard PÉGOURIÉ

Sujet de la Thèse: ANTENNES POUR LE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE DES PLASMAS: ADAPTATION, STRUCTURE DU CHAMP RAYONNÉ, COUPLAGE

Soutenue le 14 Janvier 1982 devant la Commission composée de:

MM. J. GEFFROY — Président

J. JACQUINOT, F. PREVOT — Examinateurs

UNIV.

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité: Statistique

Mention: Physique des Plasmas

PAR

Bernard PÉGOURIÉ

Sujet de la Thèse: ANTENNES POUR LE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE DES PLASMAS: ADAPTATION, STRUCTURE DU CHAMP RAYONNÉ, COUPLAGE

Soutenue le 14 Janvier 1982 devant la Commission composée de:

MM. J. GEFFROY — Président

J. JACQUINOT, F. PREVOT — Examinateurs

Ce travail a été effectué au centre d'études nucléaires de Fontenay-aux-Roses, dans le département de recherches sur la fusion contrôlée. Je remercie Messieurs M. Trocheris et F. Prévot, chefs de département, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur J. Geffroy, qui a bien voulu accepter de présider ce jury et de suivre ce travail, pourtant bien éloigné de ses préoccupations habituelles ainsi que Messieurs J. Adam et J. Jacquinot qui m'ont aidé et encouragé tout au long de ce travail.

Mes remerciements vont également à Messieurs P. Debias et M. Patris, qui ont dépensé des trésors d'ingéniosité pour venir à bout des divers parasites et faciliter mon travail expérimental.

Je ne saurais enfin oublier tous ceux qui ont eu la charge de la frappe et de l'impression du texte et qui ont réalisé le miracle que tout soit prêt dans des délais particulièrement courts.

P L A N

INTRODUCTION

CHAPITRE 1 : ADAPTATION DE L'IMPEDANCE DE L'ANTENNE H.F.

CHAPITRE 2 : LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE
MESURE DU CHAMP MAGNETIQUE RAYONNE
EFFETS DES SUPERSTRUCTURES : DIAPHRAGMES ET ECRAN ELECTROSTATIQUE

CHAPITRE 3 : LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE INSTALLEES SUR T.F.R.
CARACTERISTIQUES GENERALES ET PROPRIETES DE COUPLAGE

- : - : -

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547326_0028

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE 1	Pages
INTRODUCTION	1
I. - COMPORTEMENT GENERAL D'UN SYSTEME ADAPTATEUR D'IMPEDANCE	3
I.1 - Forme générale de la matrice de transfert	3
I.2 - Transformation du 1/2 plan complexe	3
Transformation d'une droite// aux axes	4
Point strictement invariant	4
Transformation d'un cercle	6
I.3 - Matrices stubs et ligne	6
Sous-espaces globalement invariants	7
I.4 - Les passages étanches	8
II. - ADAPTATION A FREQUENCE CONSTANTE	12
II.1 - Principe de fonctionnement	12
Evolution du domaine adaptable d'un stub le long d'une ligne .	13
Evolution du domaine adaptable de A en F	13
II.2 - Système à deux stubs de longueur limitée	16
Domaine adaptable par un stub limité à $\lambda/4$	16
Evolution du domaine adaptable de A à D	17
II.3 - Calcul de la longueur des stubs	20
Détermination des couples solution	20
Choix du couple solution	21
Calcul de la désadaptation minimale pour Z_D inadaptable	23
III. - ADAPTATION A FREQUENCE VARIABLE	26
III.1 - Principe de fonctionnement	26
III.2 - Utilisation d'un système fixé	30
Domaine adaptable pour une longueur l quelconque	30
Calcul de la fréquence et de la longueur du stub	31
Adaptation au cours d'une longue décharge : le mode-Tracking .	35

IV. - PRINCIPAUX RESULTATS 38
Adaptation à fréquence fixe 38
Adaptation à fréquence variable 38
Domaine de validité des calculs 39

ANNEXE A - Détermination de la matrice de transfert des passages étanches 40

ANNEXE B - Transformation d'un cercle 42

ANNEXE C - Mesure de l'impédance d'antenne 45

REFERENCES 50

Page

CHAPITRE 2

I. - INTRODUCTION 1

II. - DESCRIPTION DE LA MAQUETTE 2
II.1 - L'Elément rayonnant : l'Antenne nue 3
II.2 - Les limiters latéraux 3
II.3 - L'Ecran Electrostatique 4
II.3.a - Ecran mince à découpe 4
II.3.b - Ecran en T à deux nappes 5
II.4 - Mesures effectuées 6

III. - RESULTATS EXPERIMENTAUX 7
III.1 - Mesure des Caractéristiques linéiques 7
III.1.a - Antenne nue. Accord avec la théorie 8
III.1.B - Influence des limiters 9
III.1.C - Influence de l'Ecran Electrostatique 10
III.1.d - Evolution des Caractéristiques linéiques avec la fréquence 12
III.1.e - Conclusions 12
III.2 - Transparence des superstructures au champ magnétique ... 13
III.2.a - Détermination du Courant dans le conducteur central .. 13
III.2.b - Profil du Champ rayonné 15
III.2.c - Influence des superstructures sur le module du champ rayonné 18
III.2.d - Influence des Limiters. Evolution en fonction de la largeur du conducteur central 21
III.2.e - Influence des écrans électrostatiques 26
III.2.f - Conclusions 28

IV. - CONCLUSION 29

ANNEXE A : Calcul du profil de champ rayonné 31

ANNEXE B : Simulation des limiters 36

REFERENCES 43

page

CHAPITRE 3

I. - Introduction 1

II. - Caractéristiques techniques des antennes 2

II.1. - Antenne étroite double - onde générée de l'intérieur du tore 2

II.1.a) Description de l'antenne 2

II.1.b) Conditionnement des antennes 6

II.2. - Antenne large simple - onde générée de l'extérieur du tore 7

III. - Dispositif de mesure 9

III.1. - Mesure de la puissance couplée 9

III.2. - Mesure du courant à l'extrêmité de l'antenne large 10

IV. - Description des signaux - les trois régimes de couplage 10

V. - Evolution du couplage avec la fréquence 11

V.1. - Onde générée de l'intérieur du tore 11

V.2. - Onde générée de l'extérieur du tore 13

V.3. - Etude des modes propres 16

V.3.a) Identification des modes radiaux 16

V.3.b) Modes toroïdaux : modulation du couplage 18

VI. - Variation du couplage en fonction de la distance de la nappe de courant au plasma 20

VII. - Variation de la longueur électrique de l'antenne en présence de plasma 23

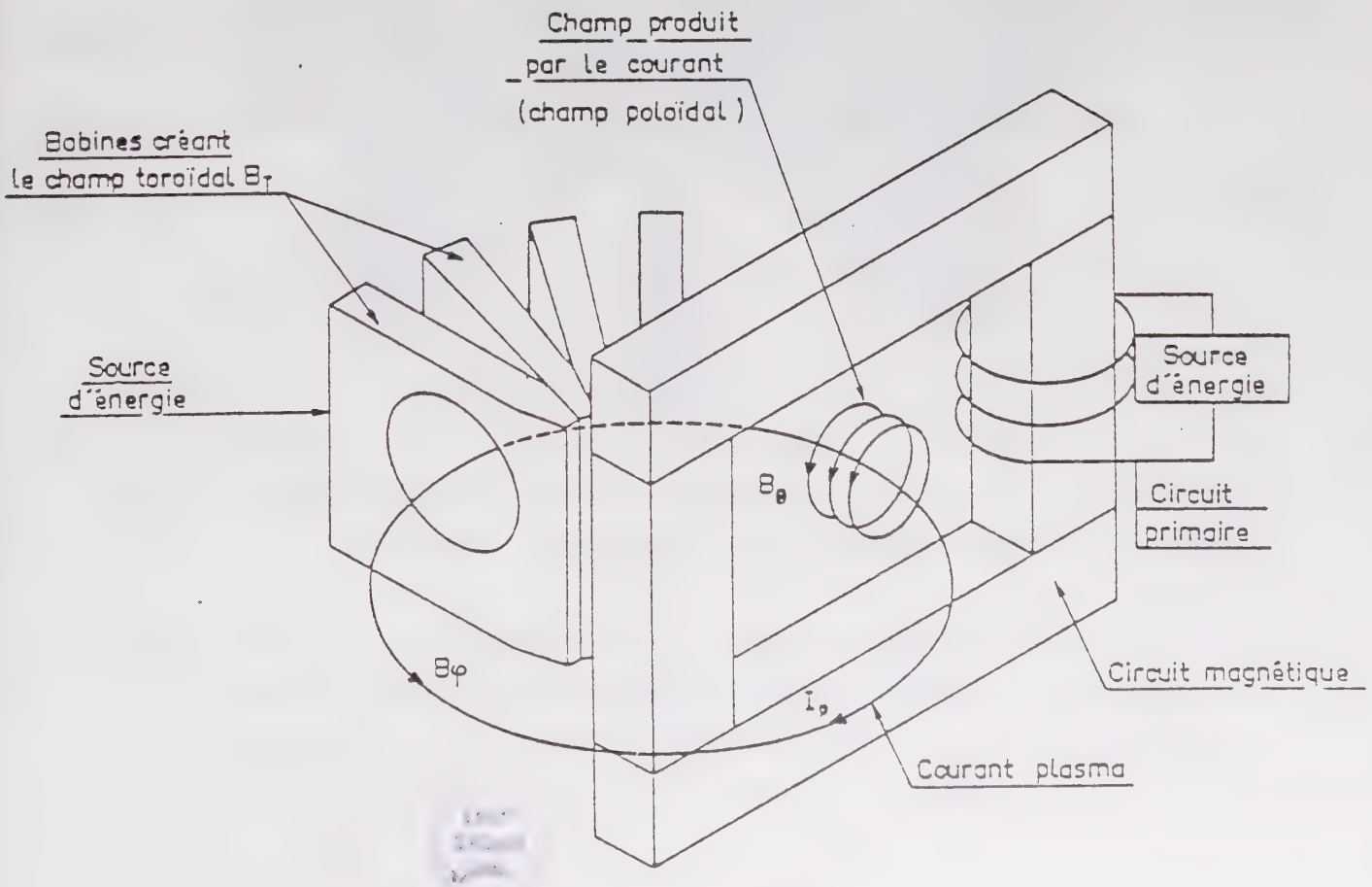
VIII. - Conclusions 24

Références 26

La voie TOKAMAK est, parmi les différentes filières envisagées vers le réacteur thermonucléaire, l'une des plus prometteuse dans le développement des recherches sur le confinement des plasmas.

Elle appartient à la classe des configurations fermées pour lesquelles les lignes de champ magnétique ont une topologie toroïdale : du fait des deux composantes B_ϕ (toroïdale) et B_θ (poloïdale) du champ magnétique, les lignes de forces s'enroulent en hélice sur des surfaces magnétiques en forme de tores emboités les uns dans les autres.

Pratiquement, le confinement est assuré par l'association du champ créé par le courant induit dans le plasma (champ poloïdal), du champ de fuite créé par les bobines inductives (bobinage poloïdal) et du champ toroïdal très intense. Très sommairement, la machine peut être assimilée à un transformateur dont le secondaire, en court-circuit, serait constitué par l'anneau de plasma. Le primaire, composé par un ensemble de bobines (bobines poloïdales) couplées au secondaire par un circuit magnétique, a pour rôle, non seulement d'induire le courant dans le plasma, mais aussi de créer le champ vertical (champ de fuite de transformateur) nécessaire à l'équilibre du plasma (voire le schéma ci-dessous).



Principe du TOKAMAK.

Sur la page ci-contre est représentée une vue éclatée de la machine de Fontenay-aux-Roses : on y voit apparaître tous les circuits énoncés précédemment. Dans la version T.F.R. 600, ses principales caractéristiques sont :

- Grand rayon du tore : $R_o = 98$ cm
- Rayon du plasma : $a = 20$ cm
- Volume du plasma : $V = 0.8$ m^3
- Densité du plasma : $n = 10^{14}$ cm^{-3}
- Courant plasma : $I_p = 150$ à 400 KA

(Performance maximale prévue : $I_p = 600$ KA)

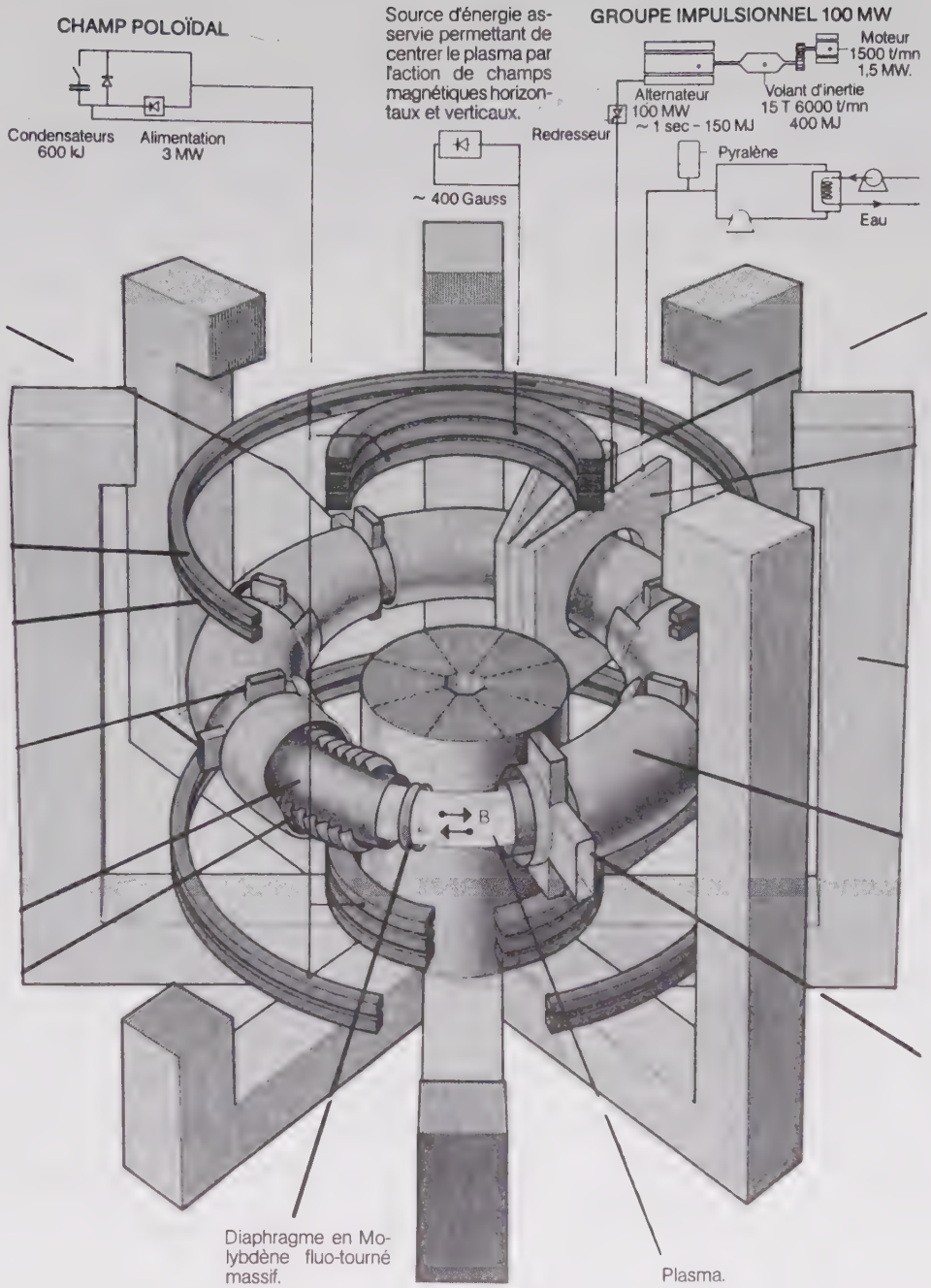
- Champ toroïdal maximum sur l'axe : $B_\phi = 60$ KG$_s$

Le courant toroïdal I_p induit dans l'anneau de plasma contribue non seulement au confinement de celui-ci, mais également à son chauffage par effet Joule. Cependant, la résistivité du plasma étant une fonction décroissante de la température électronique ($\propto T_e^{-3/2}$) ; l'efficacité du chauffage ohmique diminue au fur et à mesure que la température augmente : son effet se sature vers $T_e \simeq 1$ KeV, faisant apparaître la nécessité de chauffages additionnels pour atteindre la température nécessaire aux conditions du réacteur thermonucléaire ($\simeq$10 KeV, soit 100 millions de degrés).

Les deux procédés de chauffage auxiliaires développés sur T.F.R. sont :

i) L'injection de neutres : un puissant faisceau d'atomes neutres : $\overline{H}°$ ou $\overline{D}°$, très énergétiques par rapport aux particules du plasma est injecté dans la machine. Ceux-ci traversent librement la configuration magnétique jusqu'au moment où ils sont capturés par le plasma par différents processus : ionisation par impact électronique ou ionique, échange de charge avec les ions du plasma. La puissance maximale ayant été couplée au plasma de T.F.R. par cette méthode est de l'ordre de 1 mégawatt.

ii) Absorption cyclotronique ionique : ce procédé consiste à irradier le plasma par une onde électromagnétique de fréquence proche de la fréquence cyclotronique des ions de l'espèce minoritaire (hydrogène) composant le plasma (hydrogène et deutérium), afin d'obtenir un transfert d'énergie par



Source d'énergie induisant un courant toroïdal dans le plasma I_{PL}.

CIRCUIT DE VIDE

Vers circuit de pompage (pompes turbomoléculaires) 600 l/sec + 70 l/sec.

Bobine de centrage du plasma.

Bobines inductrices.

Sections d'observation.

Protection interne non étanche (inox).

Enceinte à vide mince (5/10 mm) entièrement soudée et étuvable à 400 °C.

P base = quelques 10^{-9} tor

Source d'énergie créant le champ magnétique toroïdal B tor.

Circuit de refroidissement des bobines du champ toroïdal.

Bobine prémagnétisant le circuit magnétique en série avec les bobines B tor.

CHAMP TOROÏDAL

Bobines créant le champ magnétique toroïdal B tor ≤ 60 k Gauss ~ 1 sec.

Circuit magnétique couplant les bobines inductrices et le plasma (effet de transformateur).

Coque conductrice donnant un centrage réflexe par courants de Foucault.

Sections d'observation.

Schéma de principe T. F .R

résonance onde-plasma. La puissance maximale couplée à ce jour au plasma de T.F.R. par cette méthode est de 2 mégawatts correspondant à une température ionique de 2 KeV sur l'axe magnétique, pour une densité moyenne de 10^{14} particules par centimètre-cube, ce qui constitue les plus importantes performances obtenues à ce jour par ce mode de chauffage. L'augmentation de la température par kilowatt injecté est comparable pour ces deux types de chauffage et est égale à $\Delta T = 0.5$ eV/Kwatt sur l'axe pour une densité de 10^{14} cm^{-3}.

L'élément crucial de cette méthode de chauffage par onde électromagnétique est la structure de couplage de la puissance. Les difficultés rencontrées sont d'ordre physique : le plasma est un milieu très anisotrope présentant un indice très différent de celui du vide ; et technologique, du fait de la proximité du plasma, du vide poussé dans la chambre et des contraintes thermiques et électromagnétiques considérables. Les antennes utilisées sur T.F.R. ont constitué dans ce domaine une étape importante du fait de la grande puissance qu'il a été possible de coupler par élément rayonnant (800 kilowatts).

Il est prévu dans les grands tokamaks d'employer de façon intensive ce mode de chauffage (30 mégawatts prévus sur J.E.T.). Cependant, la longue durée des impulsions imposera une modification des superstructures des antennes de manière à permettre un refroidissement de celle-ci.

Dans ce travail, nous avons tout d'abord étudié en détail le fonctionnement de certains éléments importants des antennes ; nous avons ensuite rassemblé des informations sur les propriétés des antennes de T.F.R. en les comparant aux prédictions des modèles théoriques.

Dans le chapitre 1, nous avons cherché à utiliser la théorie des lignes de transmission pour déterminer les possibilités d'amélioration de l'adaptation de l'antenne de façon à optimiser le transfert de puissance depuis le générateur jusqu'au plasma. Nous avons présenté dans le chapitre 2 des résultats concernant les modifications dues aux superstructures sur les propriétés électriques et rayonnantes de l'antenne, en absence de plasma.

Enfin, dans le chapitre 3, nous avons étudié les propriétés de couplage des antennes en place dans T.F.R., en fonction de la fréquence de l'onde électromagnétique et des conditions de plasma. Dans chacune de ces trois parties rédigées indépendemment, nous avons cherché à définir, quand cela s'est avéré possible, les critères de construction adaptés au chauffage cyclotronique dans les grandes expériences tokamak en construction.

CHAPITRE I

ADAPTATION DE L'IMPEDANCE

DE L'ANTENNE HF

ADAPTATION DE L'IMPEDANCE DE L'ANTENNE H.F.

Les générateurs de puissance H.F. fonctionnant de façon optimale quand ils débitent sur une impédance donnée, il est nécessaire d'adapter l'impédance présentée par l'antenne H.F., à priori quelconque, sur cette valeur.

En utilisant la forme quadripole des équations des lignes de transmission[4], on détermine tout d'abord les équations générales auxquelles doit obéir tout système adaptateur dans le cadre de l'approximation suivante : toute la puissance consommée l'est dans l'antenne, les lignes du système de transmission sont parfaites. Puis, on étudie plus en détail deux systèmes particuliers, selon qu'on s'autorise ou non de varier la fréquence du pulse H.F. pour parfaire l'adaptation.

Hormis les passages étanches dont la matrice de transfert ne présente pas de caractères particuliers, les sytèmes étudiés seront composés de lignes et de stubs. Un stub est une ligne de transmission court-circuitée à une longueur variable.
Si on appelle V_o et I_o les valeurs complexes du courant et de la tension aux bornes d'une impédance Z_u : $V_o = Z_u I_o$, au bout d'une longueur ℓ de ligne, nous aurons la relation :

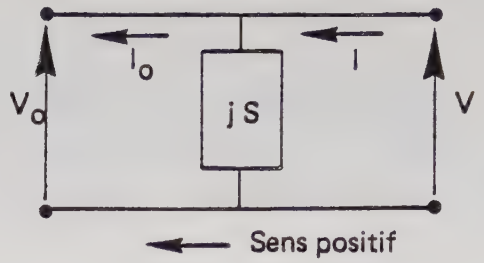
$$\begin{pmatrix} V(\ell) \\ I(\ell) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\beta\ell & jZ_o \sin\beta\ell \\ j\frac{1}{Z_o}\sin\beta\ell & \cos\beta\ell \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_o \\ I_o \end{pmatrix}$$

β est appelé le coefficient de propagation de la ligne, c'est une fonction de la fréquence.
Z_o est l'impédance caractéristique de la ligne.

L'impédance présentée par une ligne court-circuitée à une longueur ℓ ($V_o = 0$) est donc $jS = j\,Z_o\,tg\beta\ell$.
Un stub agit donc comme une impédance jS placée en parallèle entre les deux conducteurs de la ligne.[2]

Si on appelle V la tension et I le courant de l'autre côté du stub par rapport à l'impédance de charge, on aura :

$$\begin{pmatrix} V \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{jZ_o tg\beta\ell} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_o \\ I_o \end{pmatrix}$$



I. - COMPORTEMENT GENERAL D'UN SYSTEME ADAPTATEUR D'IMPEDANCE

I.1 - Forme générale de la matrice de transfert du système adaptateur

D'une façon générale, on peut écrire :

$$\begin{pmatrix} U_G \\ I_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_R + j a_I & b_R + j b_I \\ c_R + j c_I & d_R + j d_I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_A \\ I_A \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} U_A \\ I_A \end{pmatrix}$$

(U_G, I_G) et (U_A, I_A) étant les couples (Tension, courant) respectivement au niveau du générateur et de l'antenne.
On néglige la perte de puissance par effet Joule dans la ligne de transmission et le système adaptateur. Une impédance purement imaginaire ne peut en conséquence être transformée qu'en une autre impédance purement imaginaire. Cette condition impose :

$$(M) = \rho e^{j\theta} \begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix} \qquad a, b, c, d \in \mathbb{R}.$$

De plus, la puissance consommée dans une impédance réelle ou complexe doit être conservée de part et d'autre du système de transmission. Ceci impose que le déterminant de (M) soit égal à 1.

$$\text{Soit : } (M) = \begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix} \text{ avec } ad + bc = 1$$

I.2 - Transformation du demi-plan complexe

On étudie la transformation du demi-plan complexe à partie réelle positive ou nulle. On considère dans cette première partie la transformation dans le sens Antenne vers Générateur. Pour la transformation inverse, il convient d'utiliser la matrice

$$(M')_{G \longrightarrow A} = \begin{pmatrix} a' & jb' \\ jc' & d' \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{vmatrix} a' = a \\ jb' = -jb \\ jc' = -jc \\ d' = d \end{vmatrix}$$

La forme des équations restant inchangée.

Si l'antenne présente une impédance $Z_A = R_A + jL_A = \frac{U_A}{I_A}$, le générateur verra $Z_G = R_G + jL_G = \frac{U_G}{I_G}$

avec
$$\left| \begin{array}{l} R_G = \dfrac{R_A}{c^2 R_A^2 + (d - cL_A)^2} \\ L_G = \dfrac{bd + L_A(ad-bc) - ac\,(R_A^2 + L_A^2)}{c^2 R_A^2 + (d - cL_A)^2} \end{array} \right. \qquad (1)$$

★ Transformation d'une droite parallèle aux axes

En imposant R_A = constante et en éliminant L_A entre les deux égalités (1) on obtient que les droites parallèles à l'axe imaginaire se transforment en des cercles tangents à l'axe imaginaire en un point (transformé de l'∞).

$$\left(L_G + \frac{a}{c}\right)^2 + \left(R_A - \frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2$$

On vérifie bien que l'axe imaginaire est globalement invariant.

De même, les transformés des parallèles à l'axe réel, L_A = cste, obéiront à l'équation

$$R_G^2 + \left(L_G - \frac{bc - ad + 2ac L_A}{2c(d - cL_A)}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c(d - cL_A)}\right)^2$$

Pour l'axe réel, on a :

$$R_G^2 + \left(L_G + \frac{1}{2}\,\frac{da - bc}{dc}\right)^2 = \left(\frac{1}{2dc}\right)^2$$

Le pavage obtenu est représenté figure 1.

★ Point strictement invariant

Pour toute matrice (M), il existe une impédance Z_i invariante :

$$Z_i = \frac{1}{2}\left(\frac{[4 - (a+d)^2]^{1/2}}{|c|} + j\,\frac{d-a}{c}\right)$$

Cette impédance est purement réelle si le quadripole est symétrique (d = a).

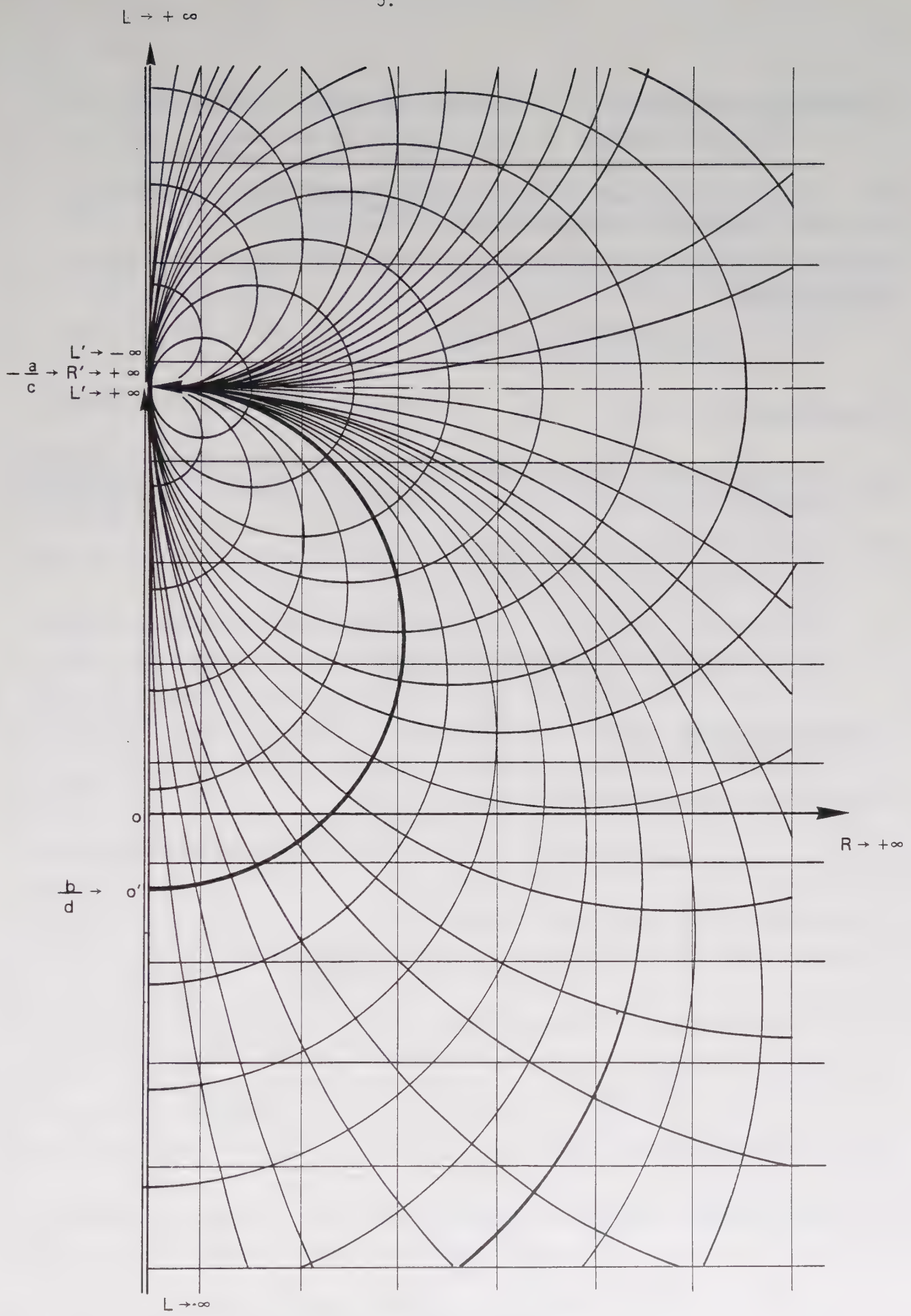


FIG 1 : TRANSFORMATION DU DEMI-PLAN COMPLEXE PAR LES ÉQUATIONS (1).

★ Transformation d'un cercle

Comme on le verra par la suite, la manière dont se transforme un cercle peut être d'une grande utilité pour le choix des différents éléments d'un système adaptateur et/ou de transmission de puissance.
On peut montrer (le calcul détaillé est présenté en Annexe B) que tout cercle d'équation :

$$(R_A - R_o)^2 + (L_A - L_o)^2 = Z_o^2$$

Se transformera par (1) en :

$$\left[R_G - \frac{R_1}{c^2 R_1^2 + (d - cL_1)^2}\right]^2 + \left[L_G - \frac{bd + L_1(ad-bc) - ac(R_1^2 + L_1^2)}{c^2 R_1^2 + (d-cL_1)^2}\right]^2 = \frac{Z_o^2 (R_o^2 c^2 + 1)^{-1}}{c^2 R_1^2 + (d-cL_1)^2}$$

avec (2)

$$\left| \begin{array}{l} R_1 = \dfrac{R_o\left(R_o^2 - Z_o^2 + \left(\frac{d}{c} - L_o\right)^2\right)}{R_o^2 \left(\frac{d}{c} - L_o\right)^2} \\ \\ L_1 = \dfrac{L_o\left(R_o^2 + \left(\frac{d}{c} - L_o\right)^2\right) + Z_o^2 \left(\frac{d}{c} - L_o\right)}{R_o^2 \left(\frac{d}{c} - L_o\right)^2} \end{array} \right.$$

I.3 - Matrices stub et ligne

★ Une matrice de type stub est de la forme :

$$(S) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ jc & 1 \end{pmatrix}$$

L'axe imaginaire est globalement invariant.
L'axe réel obéit à : $R_G^2 + \left(L_G + \frac{1}{2c}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c}\right)^2$

Les droites R_A = cste à : $\left(L_G + \frac{1}{c}\right)^2 + \left(R_G - \frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2$

Les droites L_A = cste à : $R_G^2 + \left(L_G + \frac{1 - 2cL_A}{2c(1-cL_A)}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c(1-cL_A)}\right)^2$

Le seul point strictement invariant est l'origine : $Z_i = 0 + j0$

★ Une matrice de type ligne est de la forme :

$$(L) = \begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix} \text{ avec } a \leq 1$$

L'axe imaginaire est globalement invariant.

L'axe réel se transforme en : $R_G^2 + \left(L_G + \frac{1}{2}\,\frac{a^2-bc}{ac}\right)^2 = \left(\frac{1}{2ac}\right)^2$

Les droites R_A = cste en : $\left(L_G + \frac{a}{c}\right)^2 + \left(R_G - \frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c^2 R_A}\right)^2$

Les droites L_A = cste en : $R_G^2 + \left(L_G + \frac{a(a-2cL_A)-bc}{2c(a-cL_A)}\right)^2 = \left(\frac{1}{2c(a-cL_A)}\right)^2$

Point invariant : $Z_i = \sqrt{\frac{b}{c}} = \frac{\sqrt{1-a^2}}{|c|}$: impédance caractéristique.

★ Sous espaces globalement invariant

Dans le cas particulier des stubs et des lignes, on sait expliciter les termes a, b, c, et d de la matrice de transfert en fonction de la longueur de l'élément considéré. A fréquence donnée, ces coefficients sont périodiques en fonction de la longueur ℓ de la ligne ou du stub.

On cherche quels sont les ensembles de points globalement invariants dans le demi plan complexe à partie réelle positive quand la longueur du transformateur d'impédance varie sur 1/2 λ.
Ceci revient à chercher quelle courbe suivra une impédance donnée, une fois transformée par un stub de longueur variable, sur une ligne de longueur variable.

★ On montre facilement dans le cas des matrices stub que tout cercle d'équation

$$\left(R_G - \frac{R_A^2+L_A^2}{2R_A}\right)^2 + L_G^2 = \left(\frac{R_A^2+L_A^2}{2R_A}\right)^2 \qquad (3)$$

est invariant par la transformation. Ces cercles sont tous tangents à l'axe imaginaire à l'origine (stub au court-circuit). Pratiquement, cela signifie qu'un stub pourra servir à projeter $Z_A = R_A + jL_A$ sur n'importe quelle impédance $Z_G = R_G + jL_G$ obéiront à (3), s'il est toutefois assez long.

★ La puissance consommée reste constante tout au long d'une ligne et, par conséquent, le module du coefficient de réflexion

$$\Gamma = \left[\frac{\left(R_A - \sqrt{\frac{b}{c}}\right)^2 + L_A^2}{\left(R_A + \sqrt{\frac{b}{c}}\right)^2 + L_A^2}\right]^{1/2} \qquad (4)$$

Une impédance donnée suit donc une courbe à. $P = cste$ le long d'une ligne de transmission. Soit, en inversant la relation (4) :

$$\left(R_G - \sqrt{\frac{b}{c}}\,\frac{1+P^2}{1-P^2}\right)^2 + L_G^2 = \frac{|b|}{|c|}\,\frac{4P^2}{(1-P^2)^2} \qquad (5)$$

(La résistance de couplage, définie comme la résistance qu'il faut placer au maximum de courant sur une ligne pour consommer la puissance débitée par le générateur a pour expression :

$$R_c = \sqrt{\frac{b}{c}}\,\frac{1-P}{1+P}$$

Les courbes d'équirésistance de couplage sont donc les cercles (5)).
La figure 2 représente la famille de cercles associés à une ligne d'impédance caractéristique $\sqrt{\frac{b}{c}} = 25\,\Omega$.

I.4 - Les passages étanches

Les passages étanches n'ont pas une matrice de transfert d'une forme particulière. La méthode de mesure de celle-ci est exposée en Annexe A. On peut toujours décomposer une matrice de forme générale sous forme d'un produit d'une matrice stub et d'une matrice de quadripole symétrique (c.a.d. d'une matrice ligne avec a pouvant être > 1).

En effet $\begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & jb \\ j(c-de) & d \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ je & 1 \end{pmatrix}$ avec $e = \frac{d-a}{b}$

ou $\begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ je & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a & jb \\ j(c-ae) & a \end{pmatrix}$ avec $e = \frac{a-d}{b}$

Cette décomposition n'a aucun sens physique. Dans le cas où la matrice de quadripole symétrique est strictement une matrice ligne, elle fournit un moyen de simuler l'effet des passages étanches sur un diagramme de Smith, [3] par exemple.

Ainsi, on obtient pour le passage cylindrique à 60 MHz :

$$\begin{pmatrix} 0.9880 & -j\,5.3201 \\ j\,0.0131 & 1.0824 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ j0.0177 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0.9880 & -j\,5.3201 \\ -j\,0.0044 & 0.9880 \end{pmatrix}$$

Pour la matrice ligne, cela correspond à une impédance caractéristique de 34.8 Ω et à une longueur électrique de 351°. Il ne faut pas s'étonner de cette longueur électrique invraisemblable pour un morceau d'alumine de 15 cm de long. Encore une fois, cette décomposition n'est qu'un artifice de calcul.

Pour le passage conique [4], il vient :

$$\begin{pmatrix} 1.0616 & j\,18.6082 \\ j\,0.0060 & 0.8369 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.8369 & j\,18.6082 \\ j\,0.0161 & 0.8369 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -j\,0.0121 & 1 \end{pmatrix}$$

Soit, pour la matrice ligne, $\sqrt{\frac{b}{c}} = 34\,\Omega$, la longueur électrique étant de 33°.

Sans rien indiquer sur la façon dont évolue la tension le long du passage étanche, cette décomposition permet d'apprécier son effet sur un diagramme de Smith sans avoir recours systématiquement au calcul.

Signalons enfin une utilisation interessante de l'équation (2). Connaissant la matrice de transfert d'un passage, elle permet de calculer les perturbations apportées aux courbes d'équirésistance de couplage (données par (4)). Sur la figure 3 sont représentées les perturbations apportées par le passage cylindrique à 60 MHz sur une ligne 25 Ω.

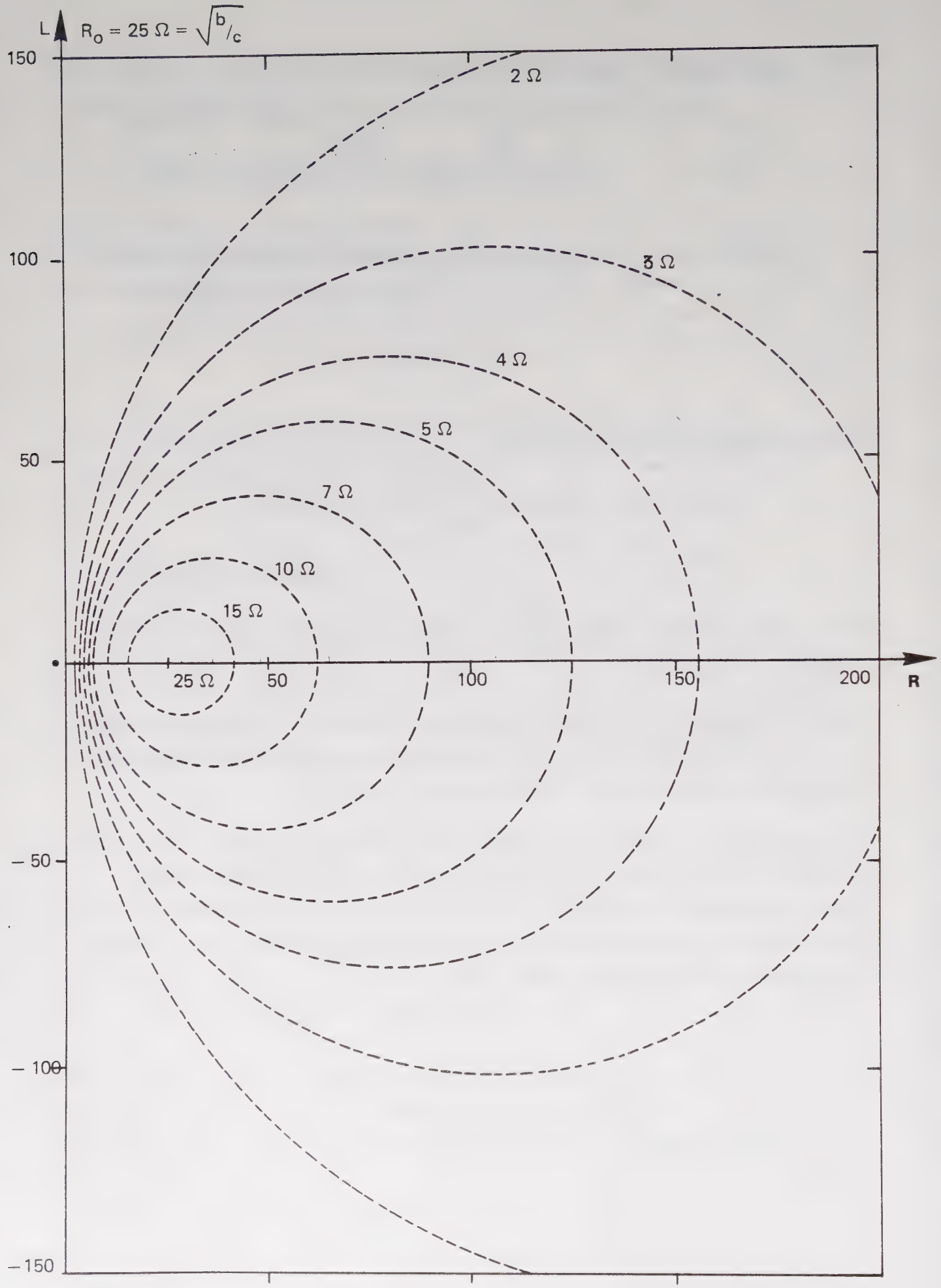


FIGURE 2 : COURBES D'ÉQUI-RÉSISTANCE DE COUPLAGE SUR UNE LIGNE 25 Ω

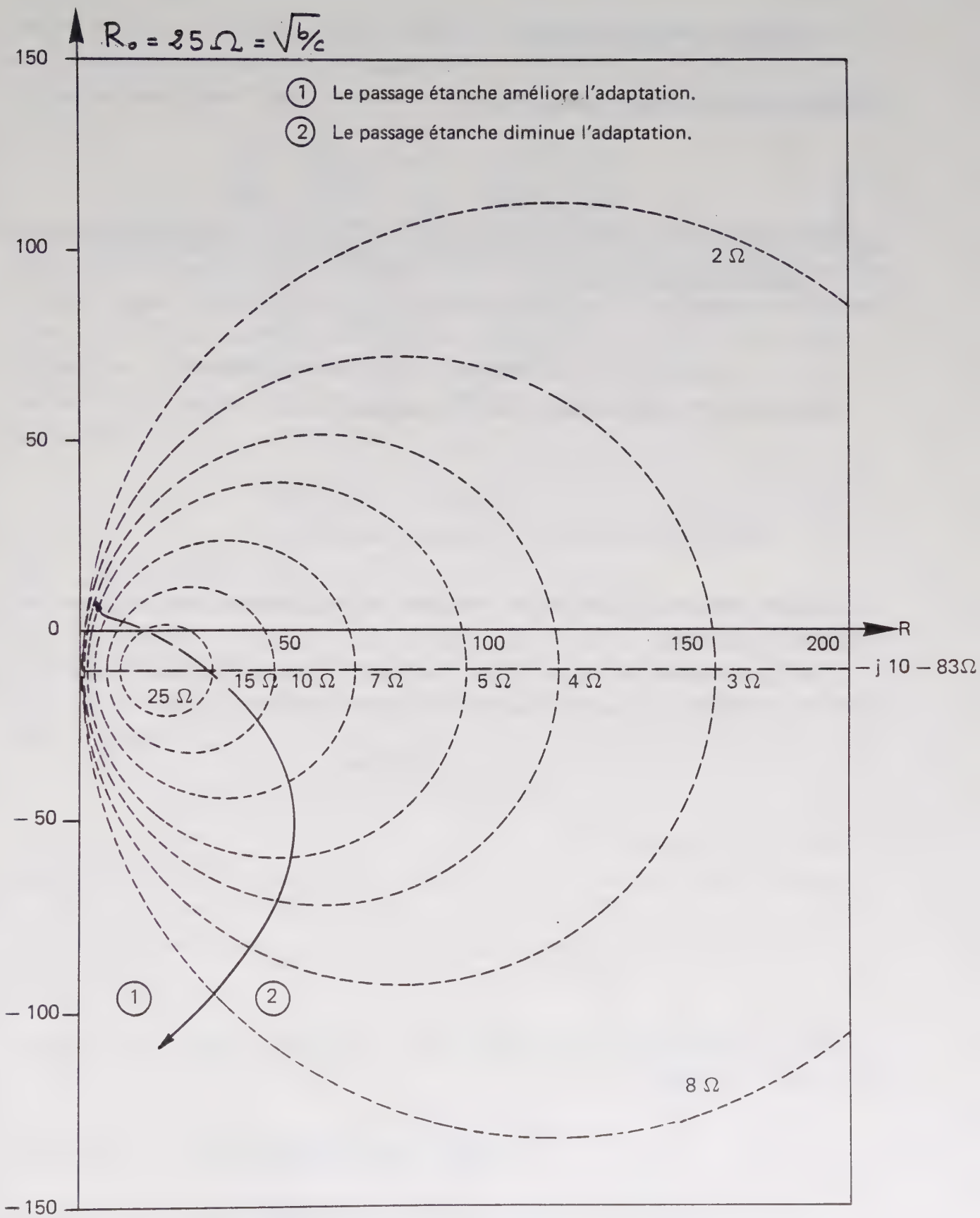
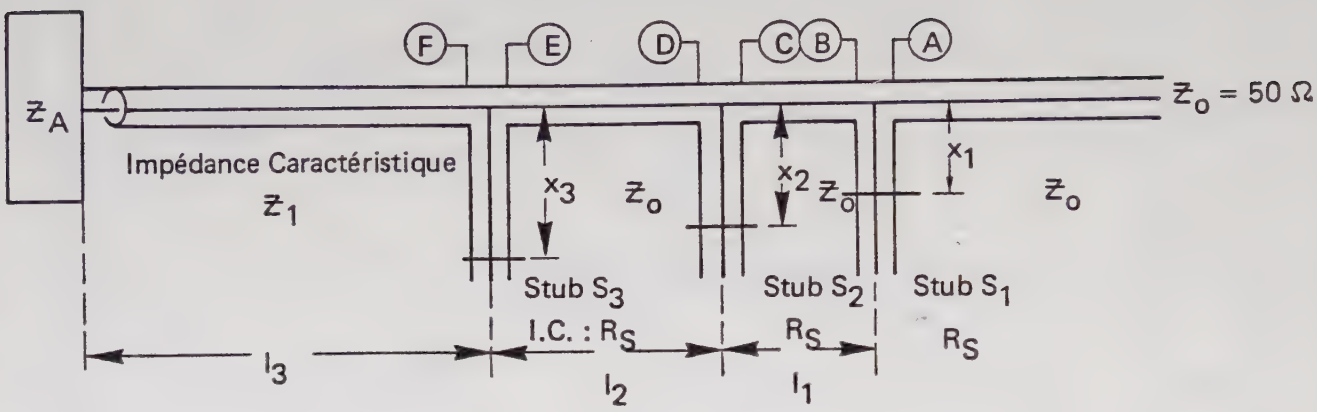


FIGURE 3 : COURBES D'ÉQUIRÉSISTANCE DE COUPLAGE SUR UNE LIGNE 25 Ω APRES UN PASSAGE ÉTANCHE CYLINDRIQUE A 60 MHz.

II. - ADAPTATION A FREQUENCE CONSTANTE

II.1 - Principe de fonctionnement

On considère le système ci-dessous :



A ... F : Points de repères dans la chaîne d'adaptation.

★ On suit maintenant le système de transmission de puissance dans le sens générateur → Antenne.
Si x_i est la longueur du stub i, R_s son impédance caractéristique et ω la pulsation du signal H.F., celui-ci présentera une impédance

$$j S_i = j R_s \operatorname{tg} \frac{\omega x_i}{c}$$

Et sa matrice de passage sera :

$$(S_i)_{G \to A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{j S_i} & 1 \end{pmatrix}$$

Si Z_0 est l'impédance caractéristique d'une ligne de longueur ℓ_i, sa matrice de passage G → A sera :

$$(L_i)_{G \to A} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\omega l_i}{c} & -j Z_0 \sin \frac{\omega l_i}{c} \\ -\frac{j}{Z_0} \sin \frac{\omega l_i}{c} & \cos \frac{\omega l_i}{c} \end{pmatrix}$$

★ Evolution du domaine adaptable d'un stub le long d'une ligne :

Un stub n'est rien d'autre qu'une impédance imaginaire placée en parallèle sur l'impédance ramenée à son emplacement.
Il pourra transformer toute impédance $R_o + j L_o$ en un cercle d'équation (3)

$$\left(R - \frac{R_o^2 + L_o^2}{2R_o}\right)^2 + L^2 = \left(\frac{R_o^2 + L_o^2}{2R_o}\right)^2$$

La transformation de ce cercle le long d'une ligne est, d'une façon générale, donnée par l'équation (2). Toutefois, son utilisation n'est pas très pratique et, dans le cas particulier où nous voulons voir Z_0, l'impédance caractéristique de la ligne, à une extrêmité du stub (en A) (c'est d'ailleurs le seul cas qui nous soit utile), la situation se simplifie notablement.
Voulant voir Z_0 en A, nous pourrons avoir en B toute impédance obéissant à la relation :

$$\left(R - \frac{Z_o}{2}\right)^2 + L^2 = \frac{Z_o^2}{4} \qquad (6)$$

(Ici : $(R-25)^2 + L^2 = 625$)
Dans son évolution le long de la ligne, le cercle (6) doit rester tangent à l'axe imaginaire (celui-ci est globalement invariant) et passer par le point Z_0 (puisqu'il s'agit du point invariant). Le lieu des centres d'une famille de cercles tangents à un axe et à un point est une parabole dont l'équation sera dans notre cas :

$$R - \frac{Z_o}{2}\left(1 + \frac{L^2}{Z_o^2}\right) = 0$$

Connaissant le point de tangence à l'axe imaginaire au bout d'une longueur ℓ. (Ce sera la transformée de l'origine : $O' = -j Z_o \operatorname{tg} \frac{\omega \ell}{c}$). On déduit le cercle transformé de (6) par une ligne de longueur ℓ est d'impédance caractéristique Z_0 :

$$\left(R - \frac{Z_o}{2\cos^2 \frac{\omega \ell}{c}}\right)^2 + \left(L + Z_o \operatorname{tg} \frac{\omega \ell}{c}\right)^2 = \frac{Z_o^2}{4\cos^4 \frac{\omega \ell}{c}} \qquad (7)$$

★ Evolution du domaine adaptable de A en F :

Si nous voulons que l'impédance ramenée en A soit Z_0, il faut que l'impédance vue en B avant le stub S_1 obéisse à (6), c'est-à-dire qu'elle soit en C sur le cercle (7) (avec $\ell = \ell_1$).

Signalons à ce propos que les différentes caractéristiques de (7) sont périodiques : elles présentent la même valeur pour ℓ et $\ell + n\lambda/2$ $\left(\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}\right)$ Il ne faut donc pas que la longueur de ligne séparant deux stubs soit un multiple entier de la demi-longueur d'onde, faute de quoi (7) se réduit à (6) et le deuxième stub est inutile.

Le transformé de (7) en D sera la réunion de tous les cercles passant par au moins un point de (7) et tangents à l'axe imaginaire en (0,0). En effet, tout point de (7) pourra être formé par le stub S2 en un point du cercle (3) passant par lui-même. On couvre ainsi le demi-plan en entier, excepté le domaine inclus dans le cercle d'équation (figure 4)

$$\left(R - \frac{Z_0}{2}\sin^2\frac{\omega\ell}{c}\right)^2 + L^2 = \left(\frac{Z_0}{2}\sin^2\frac{\omega\ell}{c}\right)^2 \qquad (8)$$

Qui est le plus petit cercle sécant (et même tangent) à (7).
Pour $\zeta < \frac{Z_0}{2}\sin^2\frac{\omega\ell}{c}$, les cercles d'éq. : $(R-\zeta)^2 + L^2 = \zeta^2$ n'ont plus de point commun avec (7).

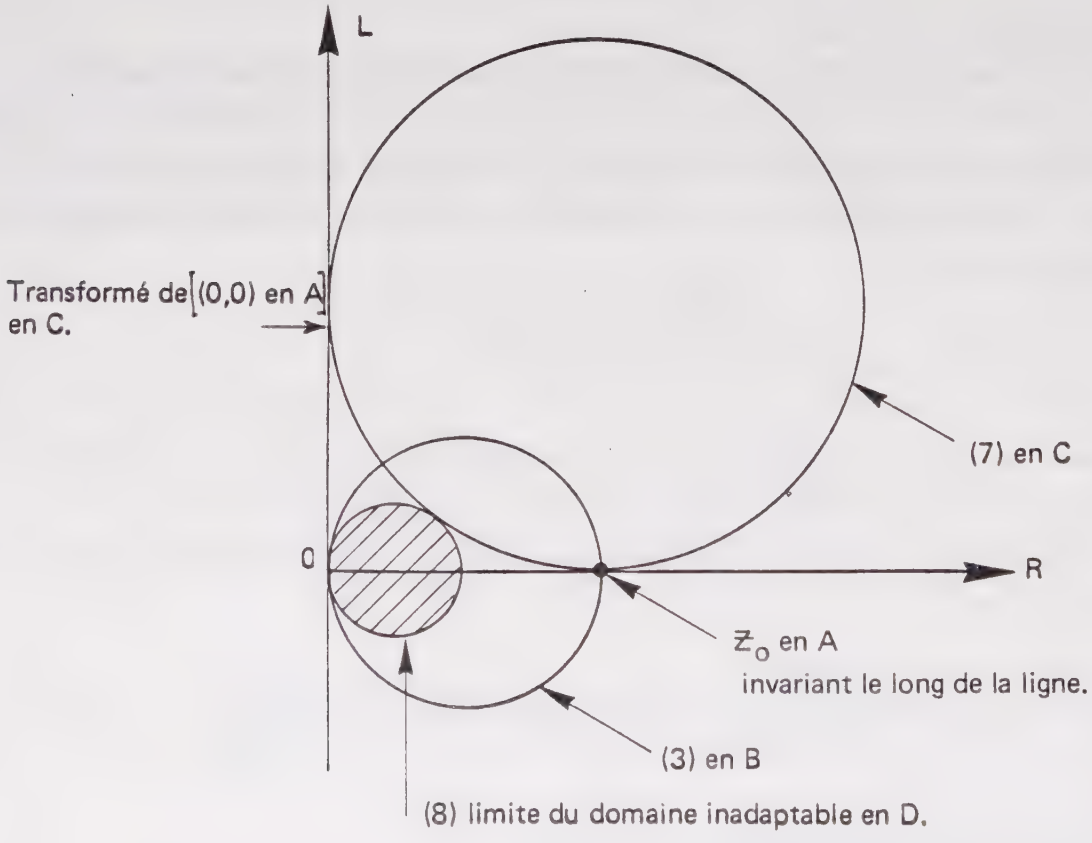


FIGURE 4 : DOMAINE INADAPTABLE D'UN SYSTEME DE DEUX STUBS SÉPARÉS PAR $3\lambda/8$.

Entre D et E, le cercle (8) évolue en suivant (2).
Le disque obtenu en E a une équation compliquée qu'il n'est pas nécessaire d'expliciter. En effet, le domaine inadaptable en D, limité par (8), est toujours circonscrit dans le cercle (6) dont nous savons facilement décrire l'évolution le long d'une ligne.
En E, le disque inadaptable est donc à coup sûr inclus dans le disque limité par (figure 5)

$$\left(R - \frac{Z_o}{2\cos^2\frac{\omega l_2}{c}}\right)^2 + \left(L + Z_o \operatorname{tg}\frac{\omega l_2}{c}\right)^2 = \frac{Z_o^2}{4\cos^4\frac{\omega l_2}{c}} \qquad (7')$$

Chacun des cercles tangents à l'axe imaginaire en (0,0) - représentant les possibilités de transformation par le stub S_3 d'une impédance se trouvant sur ceux-ci - seront, à condition que $l_2 \neq n\lambda/2$, ou extérieur à (7'), ou sécants. Comme tout le domaine extérieur à (7') est adaptable, en F, la totalité du demi plan pourra être ramenée sur Z_0 en A.
Le dernier tronçon de ligne de longueur l_3 modifiera le plan selon les lois établies précédemment, mais n'introduira aucun changement à ce résultat.

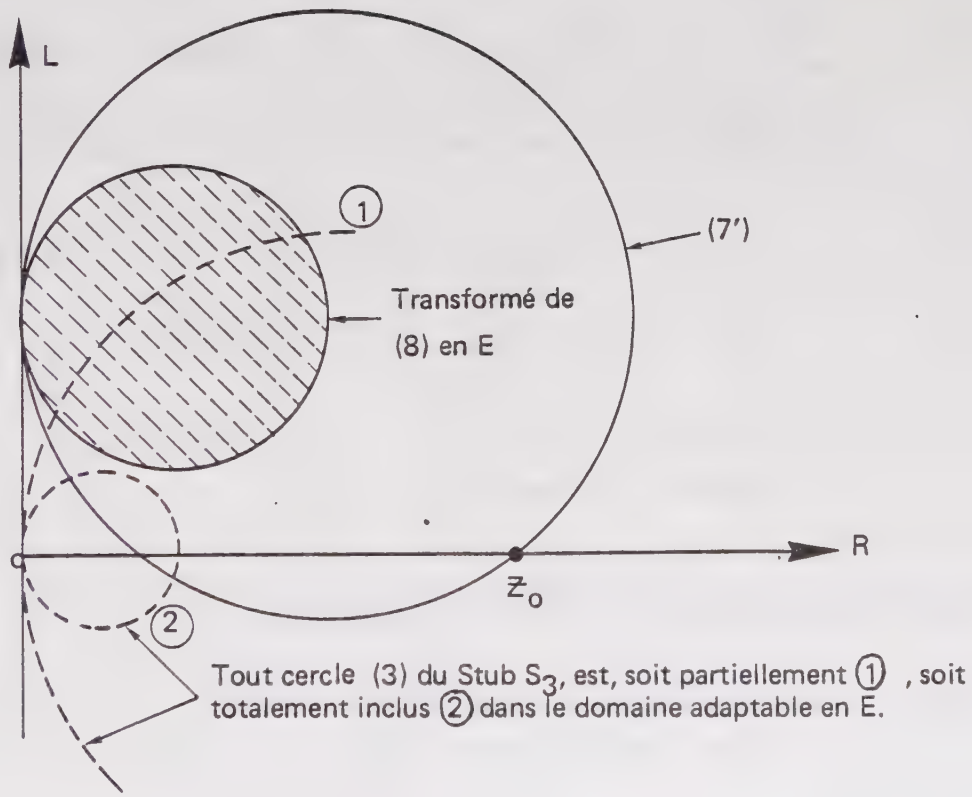
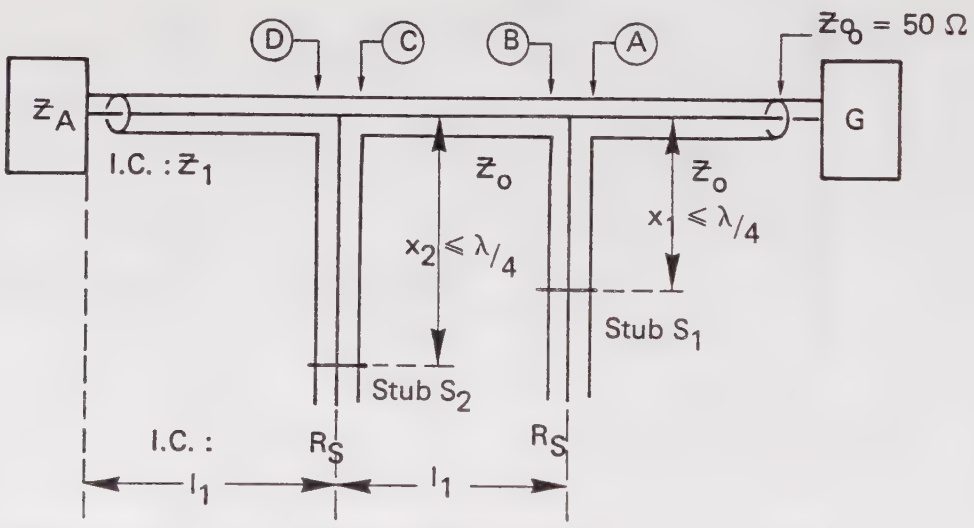


FIGURE 5 : DOMAINE ADAPTABLE PAR 3 STUBS.

II.2 - Système à deux stubs de longueur limitée

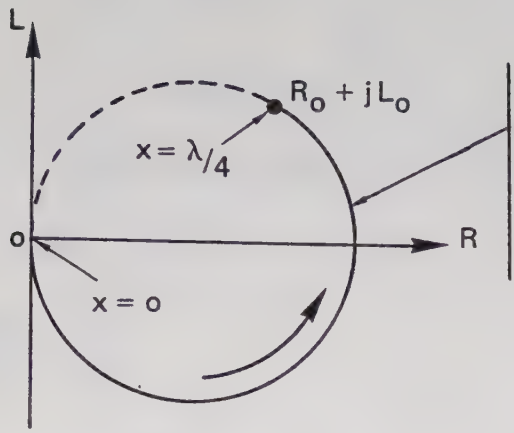
★ Le domaine limité par le transformé de (8) en E n'est qu'une toute petite partie du demi-plan des impédances, et le stub S_3 ne sert qu'à adapter ce petit domaine. Dans la pratique, l'impédance Z_A devant être ramenée à Z_0 en A est assez bien délimitée. Z_A supposée placée en E, on peut concevoir qu'un choix judicieux de la longueur l_2 permette de s'assurer qu'en D, l'impédance ramenée de Z_A soit hors du domaine interdit. Il paraît donc raisonnable de se passer de ce troisième stub. De plus, en vue du calcul des longueurs des tubs adaptant Z_A sur Z_0, il augmente le degré des équations, ce qui est un handicap supérieur à son absence.
On limitera la longueur des stubs à $\lambda/4$. Ceci présente déjà l'avantage de supprimer une trop grande tension et un trop grand courant dans ceux-ci, et on montrera d'autre part que le domaine adaptable sur Z_0 par deux stubs de longueur limitée à $\lambda/4$ couvre une partie du plan complexe à peine moins importante que s'ils font $\lambda/2$.
On s'intéressera aux possibilités du système ci-dessous :



★ Domaine adaptable par un stub de longueur limitée à $\lambda/4$:

L'impédance d'entrée jS_i du stub ne variant pas de $-j\infty$ à $+j\infty$, on ne pourra pas, à partir d'une impédance $R_0 + jL_0$, parcourir la totalité du cercle (3).
Quand la longueur du stub tend vers zéro, on place un court-circuit en parallèle sur l'impédance à transformer, on obtient un court-circuit. De même, quand la longueur du stub tendra vers $\lambda/4$, l'impédance restera inchangée.

Dans le sens Générateur → Antenne, on parcourt le cercle (3) dans le sens trigonométrique (le sens inverse A → G, permet d'adapter sur le complémentaire par rapport au cercle (3)).



Position du cercle (3) sur laquelle on peut adapter $R_o + j L_o$ dans le sens G → A au moyen d'un stub dont la longueur varie de 0 à $\lambda/4$. On suit le cercle dans le sens indiqué par la flèche.

★ Evolution du domaine adaptable de A à D

Cette évolution est retracée figure 6.

Si nous voulons avoir Z_0 en A

En B, nous pourrons avoir tout point du demi-cercle (6) :

$$\left(R - \frac{Z_0}{2}\right)^2 + L^2 = \frac{Z_0^2}{4} \qquad \text{avec } L < 0 \qquad (6')$$

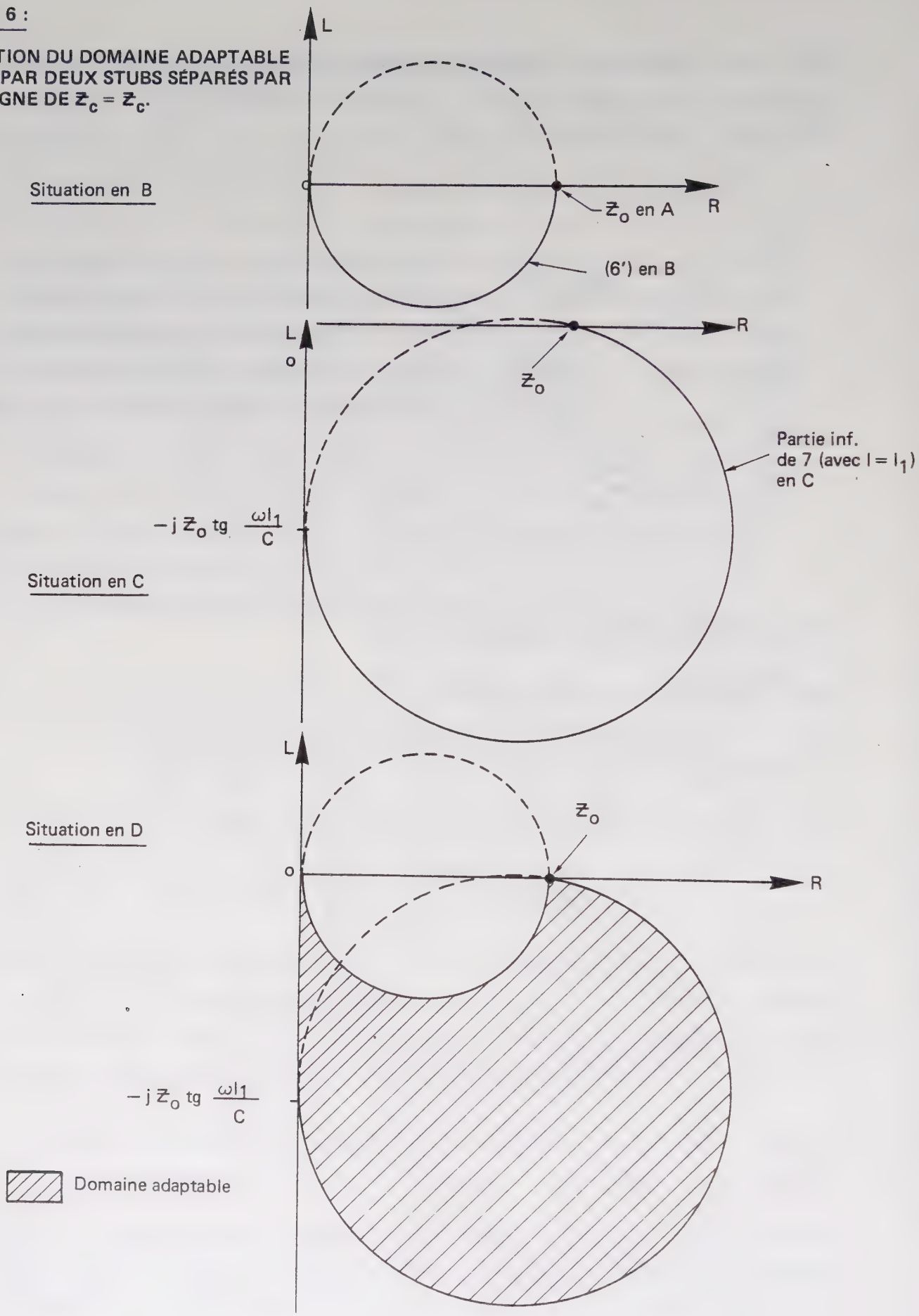
Le long de la ligne de longueur l_1 , (6') va évoluer en suivant (7). Nous pourrons donc avoir en C la partie "inférieure" du cercle (7) $(l = l_1)$. Et en D, nous pourrons adapter sur Z_0., Si D(6) est le disque limité par le cercle (6) et D(7) le cercle limité par (7) (avec $l = l_1$) ;

$$\mathcal{D}(7) \cap \neg\, \mathcal{D}(6) \quad \text{si } l_1 \leq \lambda/4$$

Dans le cas où $l_1 > \lambda/4$, la situation est plus difficile à décrire. Se reporter figure 7 où sont représentés les domaines adaptables en D par un système de deux stubs de longueur limitée à $\lambda/4$, séparés par une ligne de 50 Ω de longueur $\lambda/8$ (figure 7a) ; de longueur $\lambda/8 + \lambda/4$ (figure 7b).

FIGURE 6 :

EVOLUTION DU DOMAINE ADAPTABLE SUR $\bar{z}_o$ PAR DEUX STUBS SÉPARÉS PAR l_1 DE LIGNE DE $\bar{z}_c = \bar{z}_c$.



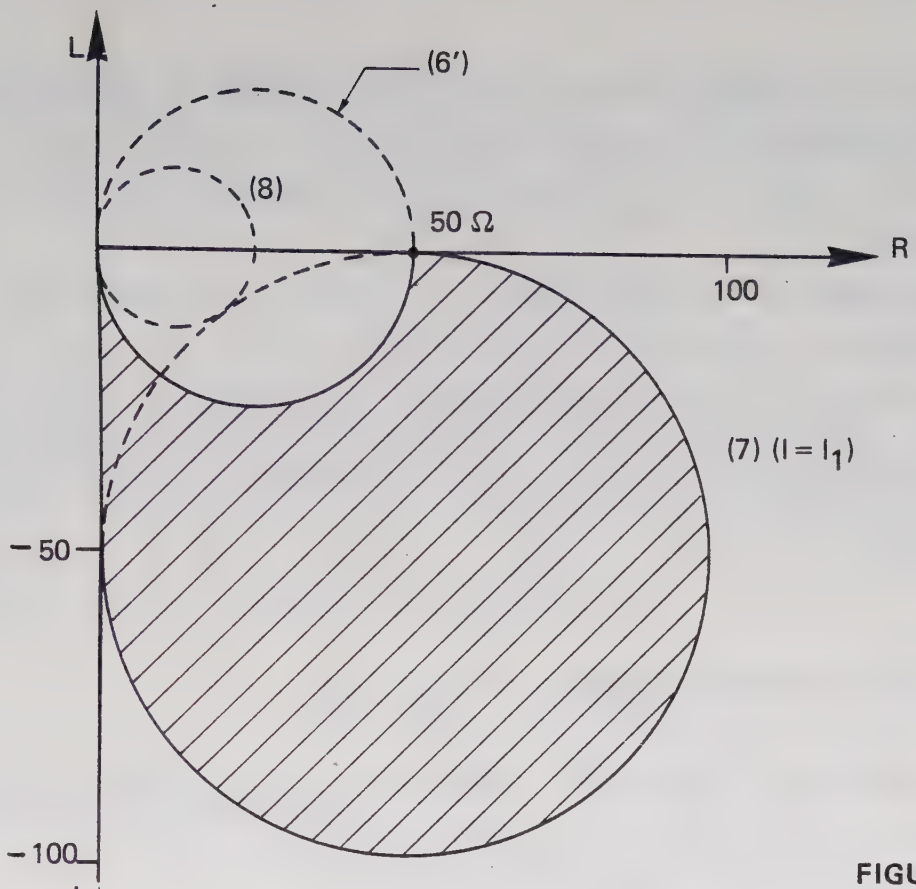


FIGURE 7a : $l_1 = \lambda/8$

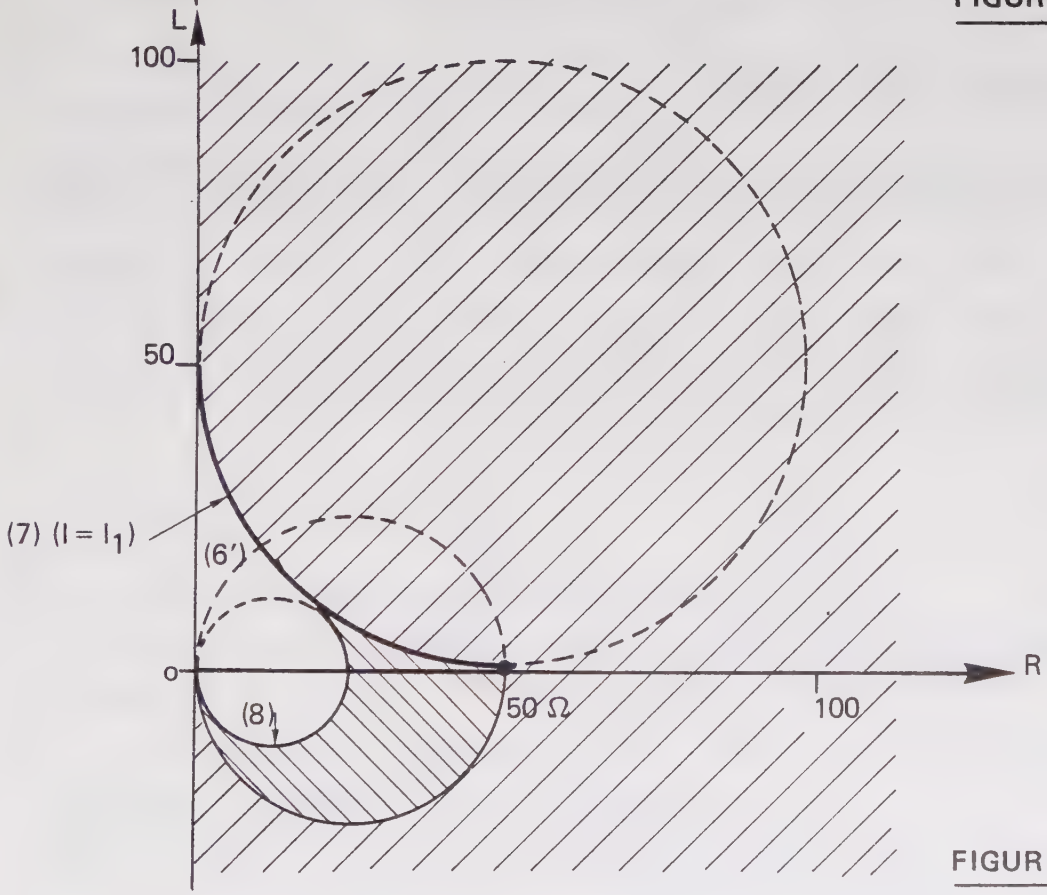


FIGURE 7b : $l_1 = \lambda/8 + \lambda/4$

FIGURE 7 : DOMAINE ADAPTABLE POUR $\vec{z}_o = 50\ \Omega$, $l_1 = \lambda/8$ ET $l_1 = 3\lambda/8$ (Situation en D).

Domaine adaptable

Domaine adaptable de deux façons

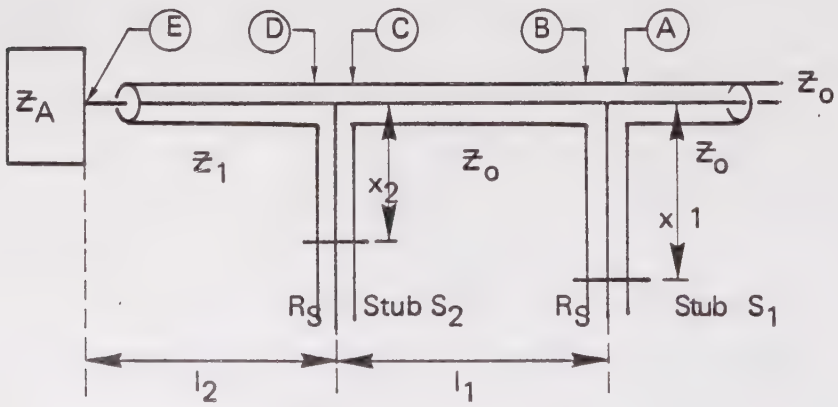
Dans la configuration représentée figure (7b) la limitation en longueur des stubs ne limite que très peu le domaine adaptable. Un troisième stub de longueur également limitée à $\lambda/4$ permettrait bien entendu d'adapter le demi-plan en entier.
Pour adapter une impédance à peu près connue sur 50 Ω, on retiendra que deux stubs de longueur limitée à $\lambda/4$ séparés par $3\lambda/4$ de ligne d'impédance caractéristique 50 Ω est un système assez performant. Le choix de la longueur l_2 devant permettre de se trouver hors du domaine inadaptable. L'équation (2) permettant, quelque soit l_2, de délimiter le domaine de variation de Z_A.

II.3 - Calcul de la longueur des stubs

Connaissant l'impédance Z_A devant être ramenée sur Z_o en A, comment choisir les longueurs x_1 et x_2 des stubs ?. Les calculs permettant de mesurer l'impédance d'antenne Z_A en présence de plasma sont exposés en Annexe C.

★ Détermination des couples solution :

On parcourt de nouveau la chaine d'adaptation dans le sens Antenne → Générateur.



On connait $Z_A = R_A + jL_A$ en E ; transformée par (1), l'impédance ramenée de Z_A en D sera $Z_D = R_D + jL_D$, immédiatement en aval du stub S_2. Celui-ci pourra projeter Z_D sur le cercle (3) d'équation :

$$\left(R - \frac{R_D + L_D}{2R_D}\right)^2 + L^2 = \left(\frac{R_D^2 + L_D^2}{2R_D}\right)^2 \qquad (3')$$

Au point C, le domaine adaptable sur Z_0 a pour équation (7) (avec $l = l_1$)
Il faut chercher les longueurs du stub S_2 permettant de transformer Z_D en l'un des deux points d'intersection entre (3') et (7) ($l = l_1$).
Ces deux points Z_{c1} et Z_{c2} étant déterminée, la condition

$$Z_{ci} = \frac{j Z_D S_{2i}}{j S_{2i} + Z_D} \qquad i=1,2$$

détermine jS_{2i} et, sachant que $S_{2i} = R_s \, tg \, \omega x_{2i}/c$, x_{2i} .
En réglant la longueur du stub S_2 sur l'une des deux valeurs x_{2i}, l'impédance Z_A ramenée en C sur Z_{ci} sera adaptable sur $50\,\Omega = Z_0$ en A.
Reportant les deux impédances Z_{ci} jusqu'en B au moyen de (1), on obtient deux valeurs Z_{Bi} obéissant à l'équation (6).

$$\left(R - \frac{Z_0}{2}\right)^2 + L^2 = \frac{Z_0^2}{4}$$

De nouveau, la condition

$$Z_0 = \frac{j Z_{Bi} S_{1i}}{j S_{1i} + Z_{Bi}}$$

permet de déterminer S_{1i} et, delà, x_{1i}.
Nous avons donc déterminé deux couples (x_{21}, x_{22}) et (x_{11}, x_{21}) définissant deux possibilités de transformation de Z_A en Z_0. Si la longueur des deux stubs est limitée à $\lambda/4$, dans la majorité des cas, seul l'une des deux déterminations sera utilisable (cf. figure 7). Si nous nous trouvons dans un cas où les deux déterminations sont envisageables, on peut choisir le couple solution en fonction de l'utilisation projetée.

★ <u>Choix du couple solution</u> :

On envisage les deux situations ci-dessous :
- On veut adapter une impédance très bien définie avec une grande précision (l'antenne à vide lors du conditionnement, par exemple).
- On veut optimiser l'adaptation d'une impédance variable pouvant fluctuer de façon importante (l'antenne en charge).

On peut remarquer que la transformée d'une impédance par un stub sera d'autant plus éloignée de celle-ci que le rapport $\left|\frac{S_i}{Z}\right|$ sera petit.

Sur la figure 8 sont représentés les deux trajets que peut suivre une impédance Z_D pour être ramenée à Z_o en A.

- trajet 1 : les longueurs x_{21} et x_{11} sont courtes (les distances à parcourir pour aller de Z_D en Z_1 et de Z_1 en Z_o sont longues). L'impédance transformée varie vite avec la taille des stubs → x_{21} et x_{11} étant fixés, une petite variation de Z_D se verra peu sur l'impédance ramenée en A (fluctuation).

- trajet 2 : les longueurs x_{22} et x_{12} sont longues (proches de $\lambda/4$, les impédances étant peu midifiées). L'impédance ramenée en A sera moins sensible à la longueur des stubs, on pourra adapter plus finement (conditionnement).

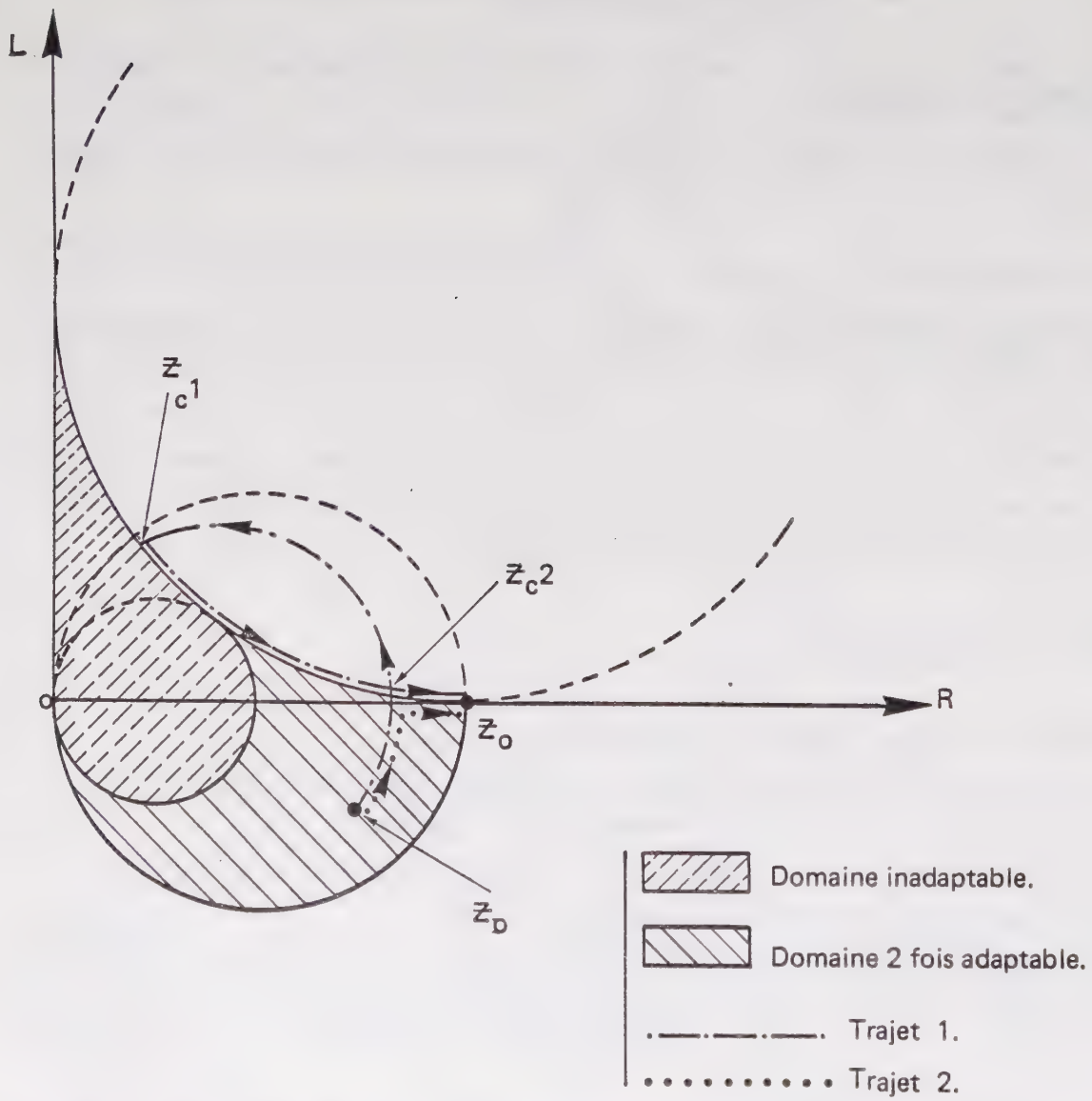
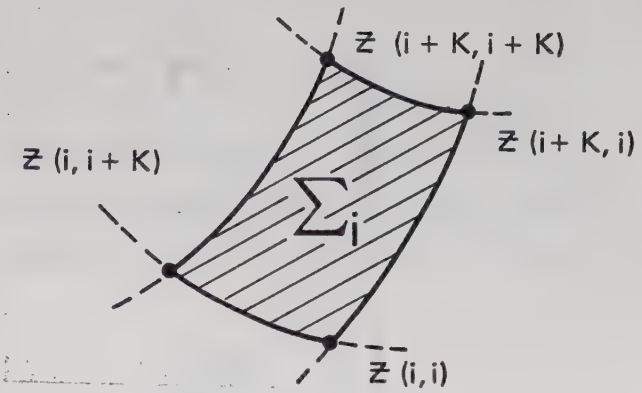


FIGURE 8 : TRAJETS DÉFINIS PAR LES DEUX COUPLES SOLUTION DE L'ADAPTATION.

Pratiquement, on peut procéder comme suit :
On calcule la transformée de Z_0 (sens Générateur → Antenne), par les couples

$$\begin{cases} Z_0 \rightarrow (x_{1i}, x_{2i}) \rightarrow Z(i,i) \\ Z_0 \rightarrow (x_{1i+K}, x_{2i}) \rightarrow Z(i+K,i) \\ Z_0 \rightarrow (x_{1i}, x_{2i+K}) \rightarrow Z(i,i+K) \\ Z_0 \rightarrow (x_{1i+K}, x_{2i+K}) \rightarrow Z(i+K,i+K) \end{cases}$$



Si K est suffisamment petit (de l'ordre du pas du stub), on peut assimiler les arcs de cercles joignant ces quatre points à des segments de droite et calculer la surface Σ_i. Le couple i pour lequel $\Sigma_i = Max(\Sigma_1, \Sigma_2)$ sera celui qui sera le plus stable face aux fluctuations de Z_A, le couple j pour lequel $\Sigma_j = Min(\Sigma_1, \Sigma_2)$ permettra l'adaptation la plus fine.
En se reportant figure 8, on voit que ces propriétés sont d'autant plus marqués que Z_D est proche du cercle (6), alors que les deux chemins deviennent peu à peu équivalents au fur et à mesure que Z_D se rapproche du cercle (8).

★ Calcul de la désadaptation minimale pour Z_D inadaptable

★ Z_D se trouve dans le domaine inadaptable. Cela signifie qu'il n'existe pas de matrice (M) pouvant se mettre sous la forme du produit :

$$(M) = [S(x_1)] \times [L(\ell_1)] \times [S(x_2)] \qquad x_1 \leqslant \lambda/4 \, , \, x_2 \leqslant \lambda/4$$

pouvant, au moyen des relations (1), projeter Z_D sur Z_0.
Supposons que nous connaissions les quatre coefficients, a, jb, jc et d d'une matrice telle que $Z_0 = (aZ_D + jb)/(jcZ_D + d)$ (Elle existe puisque nous pourrions adapter avec 3 stubs).
Au moyen de la relation (2), nous pourrions calculer les transformés des cercles (5) par cette matrice, comme nous l'avons fait pour construire la figure 3 à partir de la figure 2. La transformée de Z_0 se trouverait alors sur Z_d, et le point minimisant la désadaptation serait alors le point situé sur la limite du domaine adaptable et tangent au cercle d'équation (5) ayant le plus petit paramètre P (figure 9 - ci-après).

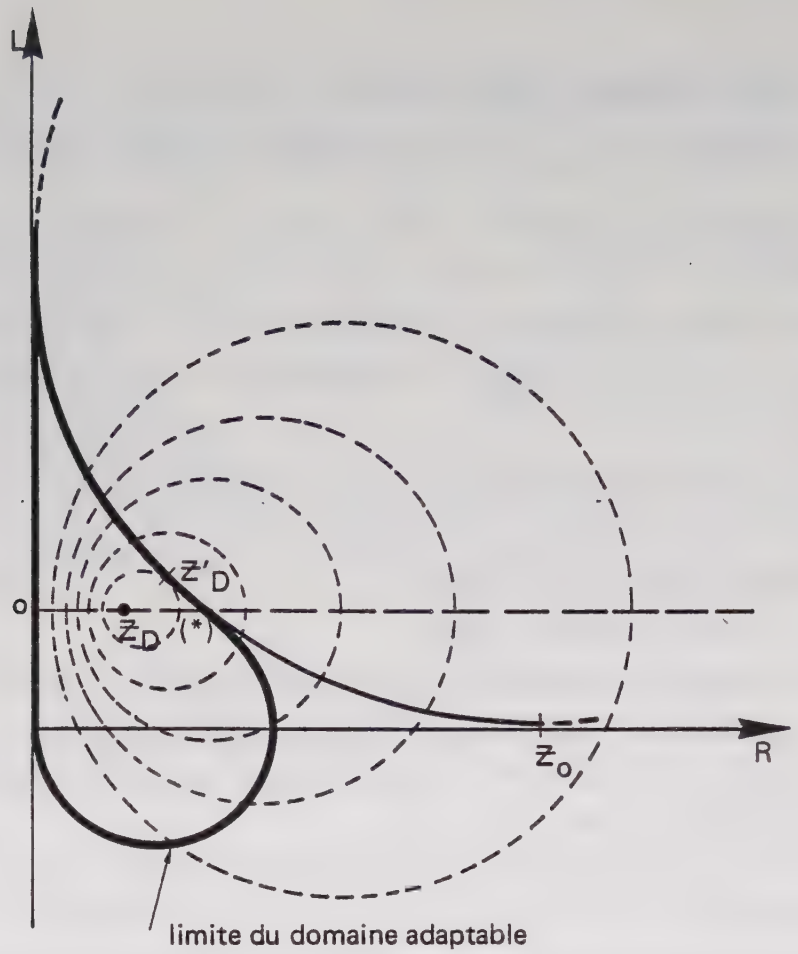


FIGURE 9 : LES CERCLES EN POINTILLÉ SONT LES TRANSFORMÉS DE (5) PAR (2)
LE CERCLE (*) EST LE CERCLE TANGENT AU DOMAINE ADAPTABLE AYANT LE PLUS PETIT P.
Z'_D EST LE POINT QU'IL FAUT ADAPTER SUR Z_o POUR MINIMISER LA RÉFLEXION.

★ On sait que ad + bc = 1 et $Z_o = \dfrac{a Z_D + jb}{jc Z_D + d}$

Il nous importe seulement de connaître une matrice, aussi pouvons nous poser a = 1.

Utilisant (1), il vient :

$$\begin{cases} 1 - d = bc \\ 0 = bd + L_D (d - bc) - c\left(R_D^2 + L_D^2\right) \\ Z_o = \dfrac{R_D}{c^2 R_D^2 + (d - cL_D)^2} \end{cases}$$

Soit, si $R_D < Z_o$ (toujours vérifié) :

$$b = \frac{1-d}{c} \qquad \text{et} \qquad \begin{cases} c = \pm \left[\dfrac{1}{R_D Z_o} \left(1 - \dfrac{R_D}{Z_o} \right) \right]^{1/2} \\ d = \dfrac{R_D}{Z_o} + c L_D \end{cases}$$

La matrice que nous devons chercher est donc :

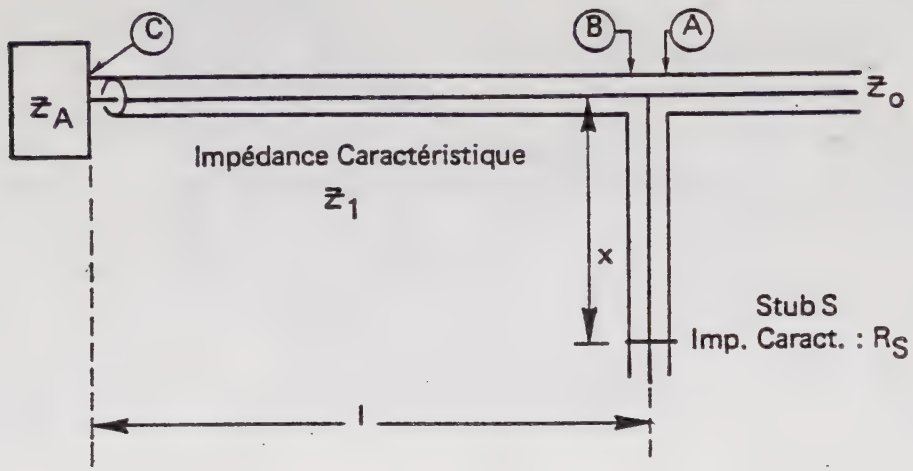
$$(M) = \begin{bmatrix} 1 & \left(\pm \left[R_D Z_0 \left(1 - \frac{R_D}{Z_0} \right) \right]^{1/2} - |L_D| \right) \\ \left(\pm \left[\frac{1}{R_D Z_0} \left(1 - \frac{R_D}{Z_0} \right) \right]^{1/2} \right) & \left(\frac{R_D}{Z_0} \pm \left[\frac{L_D^2}{R_D Z_0} \left(1 - \frac{R_D}{Z_0} \right) \right]^{1/2} \right) \end{bmatrix}$$

★ La détermination du cercle d'équi résistance de couplage tangent à (7) et ayant le plus petit paramètre P peut se faire graphiquement de façon assez simple. L'équation que doit vérifié P pour que (★) soit tangent à (7) (ou à (8)) est difficilement soluble.

III. - ADAPTATION A FREQUENCE VARIABLE

III.1 - Principe de fonctionnement

Il est envisagé sur JET de n'utiliser qu'un seul stub pour adapter l'antenne, la perfection de l'adaptation étant assurée par une légère variation de la fréquence du pulse H.F..
On considère le système ci-dessous :



La fréquence peut varier de $f - \Delta f$ à $f + \Delta f$, correspondant respectivement aux longueurs d'onde $\lambda + \Delta\lambda$ et $\lambda - \Delta\lambda$.
On suppose que la longueur du stub est supérieure ou égale à $\frac{1}{2}(\lambda + \Delta\lambda)$ et que la longueur l de ligne séparant le stub de l'impédance à adapter est suffisante pour que, si $l = \frac{n}{2}(\lambda - \Delta\lambda)$ à la fréquence $f + \Delta f$, alors $l = \frac{(n-1)}{2}(\lambda + \Delta\lambda)$ à la fréquence $f - \Delta f$.

$$\text{Soit} \quad l \geqslant \frac{\lambda^2 - \Delta\lambda^2}{4\Delta\lambda} \simeq \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda}$$

Si nous voulons que l'impédance ramenée de Z_A en A soit égale à Z_o, nous pourrons adapter sur cette valeur par le stub S toute impédance se trouvant en B sur le cercle d'équation (6). La modification de la fréquence ne change rien, puisque nous avons pris la précaution de choisir le stub assez long.

★ Négligeons dans un premier temps la variation de Z_A avec la fréquence. Quand celle-ci variera de $f+\Delta f$ à $f-\Delta f$, Z(B), l'impédance ramenée de Z_A au niveau du point B, décrira une révolution complète autour du point Z_1, en suivant un cercle d'équation (5).

- Si $Z_0 = Z_1$, quelque soit le paramètre P correspondant au cercle (5) suivi par Z(B), les cercles (6) et (5) seront sécants, c'est-à-dire, qu'il existera deux fréquences f_1 et f_2, appartenant à l'intervalle $[f-\Delta f, f+\Delta f]$, pour lesquelles on pourra adapter Z_A sur Z_0, au moyen du stub S (figure 10a).

- Si $Z_0 \neq Z_1$, il existera un domaine circonscrit par un cercle d'équation (5) que ne sera pas adaptable sur Z_0 (figure 10b). Le cercle (5) étant celui tangent à (6). Appelons P et P' les deux points d'intersection de (5) avec l'axe réel, il est aisé de remarquer que $P = R_c$ et $P' = \frac{Z_0^2}{R_c}$.

Par conséquent, dans l'hypothèse (justifiée puisque $\Delta f \ll f$) ou Z_A est indépendant de f, si $Z_1 \neq Z_0$, on ne pourra pas adapter les impédances ayant une résistance de couplage supérieure à $R_{c\ critique}$ avec :

$$\text{Si } Z_1 < Z_0 : R_{c\ Critique} = Z_1\left(\frac{Z_1}{Z_0}\right) ; \quad \text{Si } Z_1 > Z_0 : R_{c\ critique} = Z_0$$

★ On suppose que Z_A n'est plus indépendant de f et que $Z_1 = Z_0$ (figure 11). On étudie deux cas particuliers, $Z_A = R' + j L'\omega$ (figure 11a) et $Z_A = R' - \frac{j}{C'\omega}$ (figure 11b). Traçons le cercle de résistance de couplage moyenne, $C(\overline{R_c})$ pour les deux chemins suivis par ces impédances quand la fréquence varie de $f+\Delta f$ à $f-\Delta f$, par rapport au centre de ce cercle, Z(B) parcourt dans les deux cas plus d'une révolusion complète. Il y a donc toujours deux fréquences pour lesquelles Z(B) peut être ramenée sur Z_0 en A. On peut donc sans limiter le domaine adaptable limiter la longueur du stub à $\frac{1}{4}(\lambda+\Delta\lambda)$ tout au moins tant que la partie imaginaire de Z_A crît avec f. Il peut y avoir quelques problèmes avec une capacité.

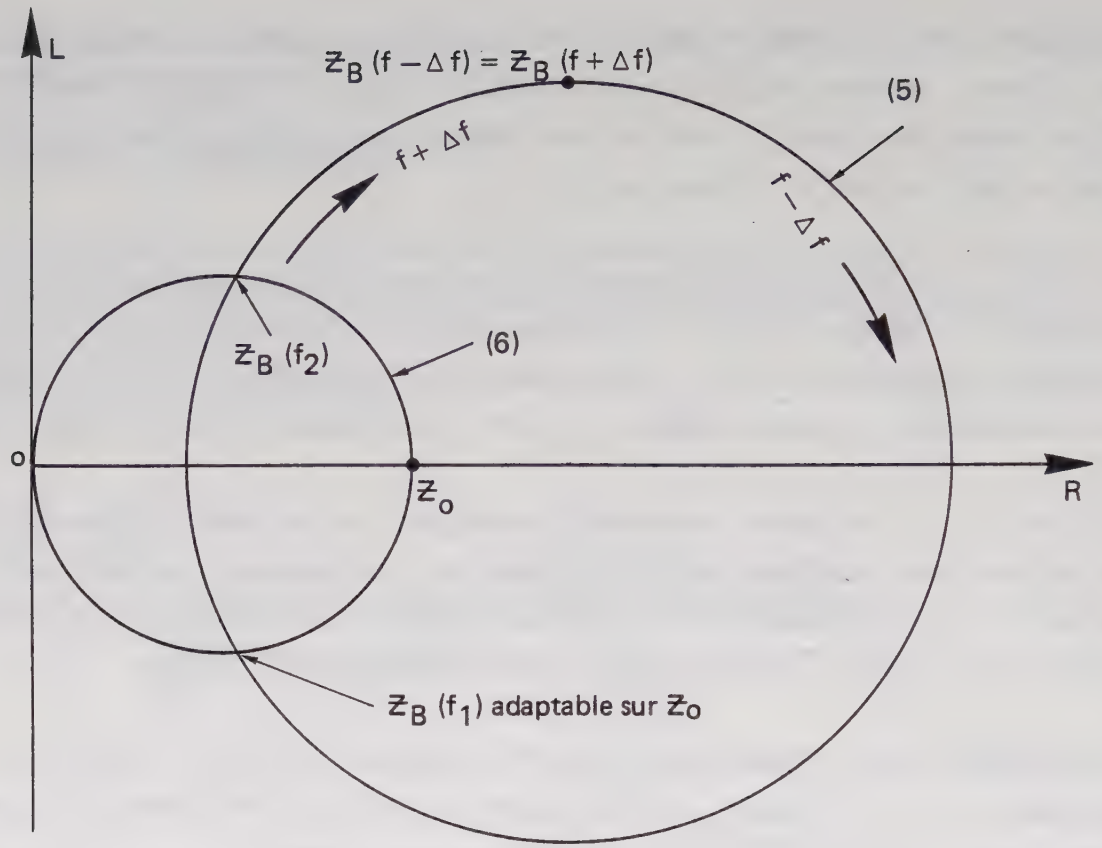


FIGURE 10.a : LE CERCLE (5) EST LE LIEU DES IMPÉDANCES $\underline{Z}_B (f)$.

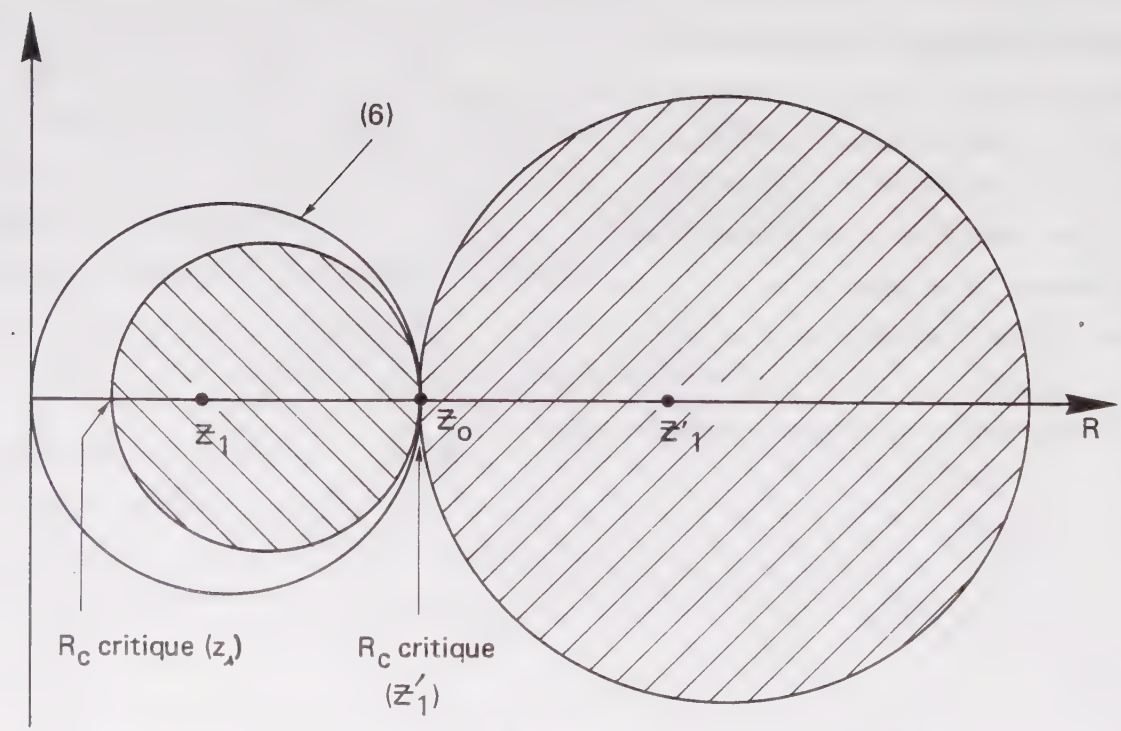


FIGURE 10b : LIMITATION DU DOMAINE ADAPTABLE si $\underline{Z}_1 \neq \underline{Z}_o$

Domaine inadaptable pour $\underline{Z}_1 < \underline{Z}_o$

Domaine inadaptable pour $\underline{Z}'_1 > \underline{Z}_o$

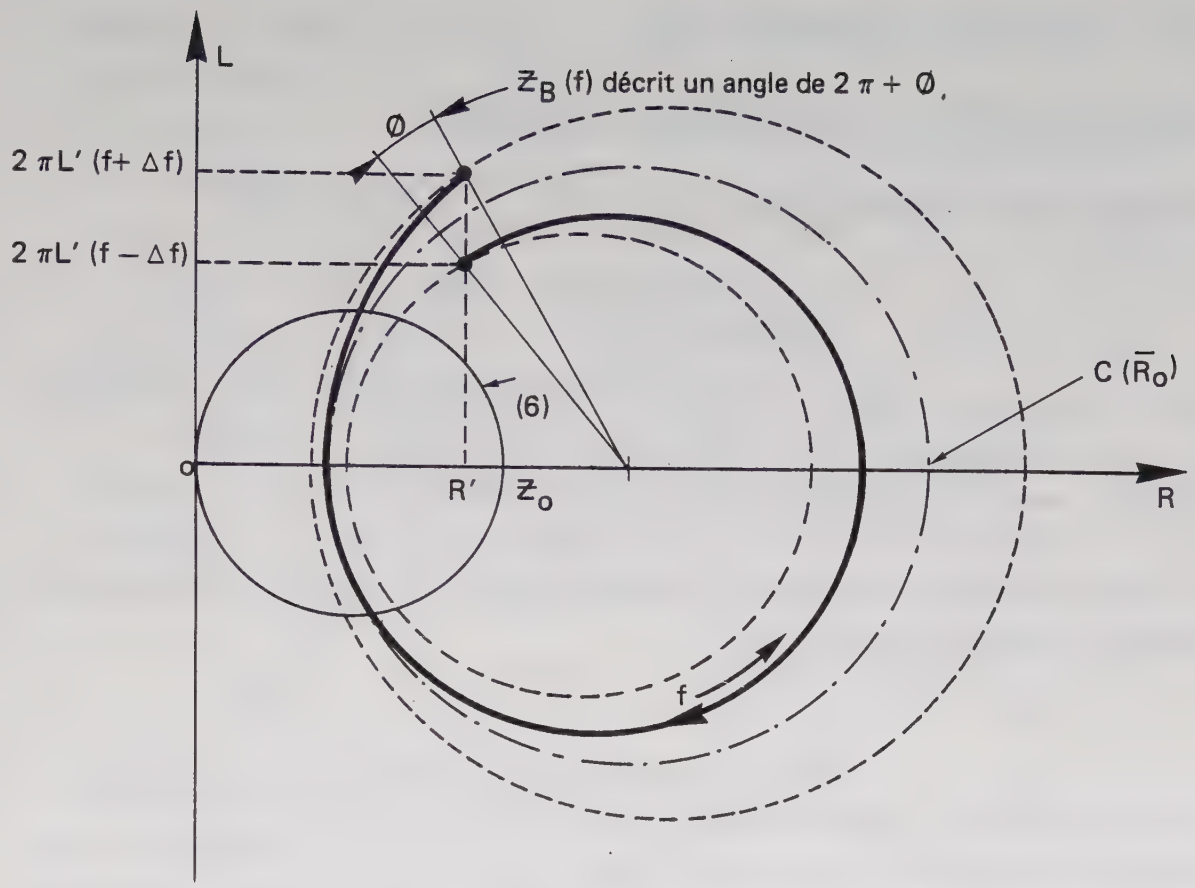


FIGURE 11a : $l = n \frac{\lambda - \Delta\lambda}{2}$; $\bar{Z}_A = R' + j\,\omega L'$

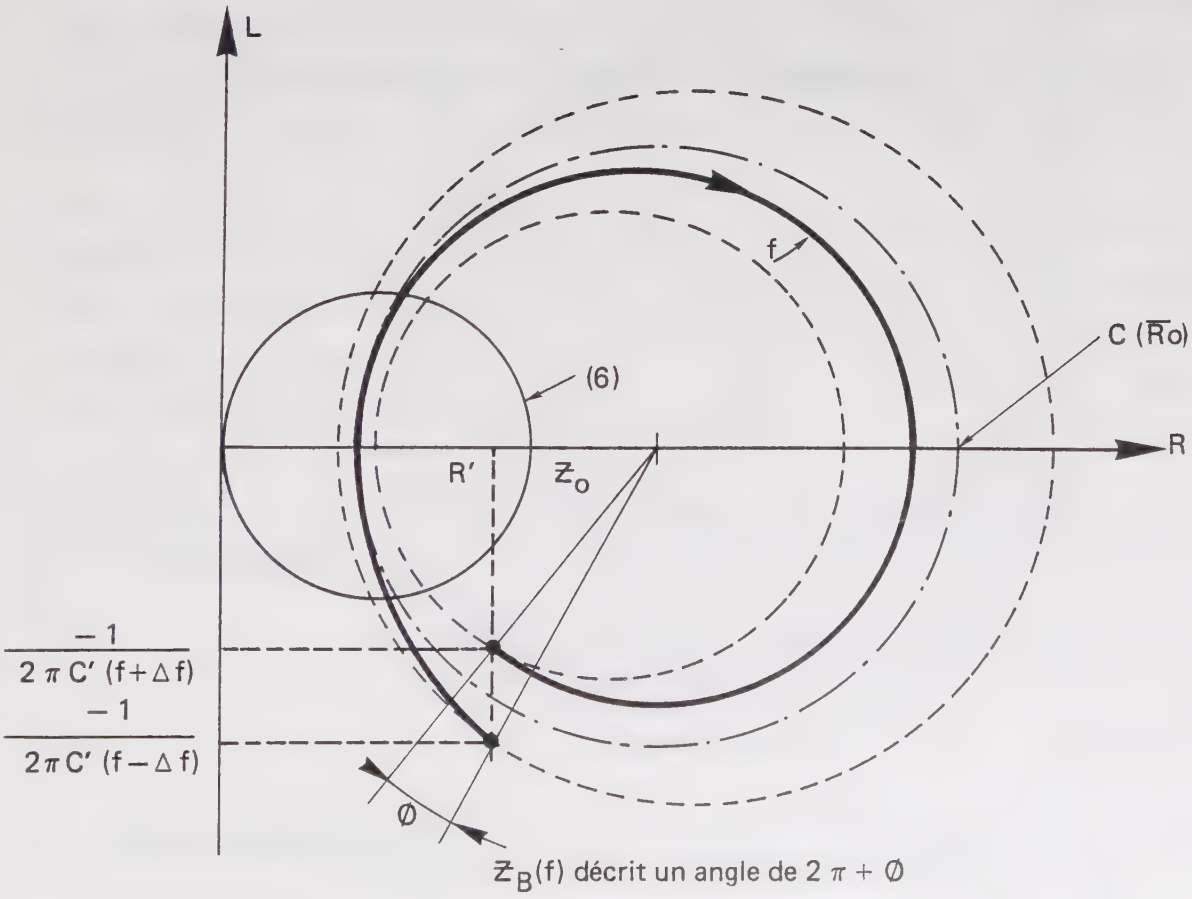


FIGURE 11b : $l = n \frac{\lambda - \Delta\lambda}{2}$; $\bar{Z}_A = R' - \frac{j}{\omega C'}$

III.2 - Utilisation d'un système fixé

★ Domaine adaptable pour une longueur l quelconque :

On suppose que la longueur maximale du stub x_{max} est telle que

$$x_{MAX} \geq \frac{1}{2}(\lambda + \Delta\lambda)$$

Celui-ci peut donc ramener sur Z_0 en A toute impédance située sur le cercle (6) en B. Continuant à suivre le système transformateur d'impédance du générateur vers l'antenne, le cercle (6) évoluera le long de la ligne de B en C en suivant (7), si $Z_1 = Z_0$, et selon (2) si $Z_1 \neq Z_0$. La surface balayée pour les deux fréquences extrêmes $f - \Delta f$ et $f + \Delta f$, déterminera le domaine adaptable (figure 12).

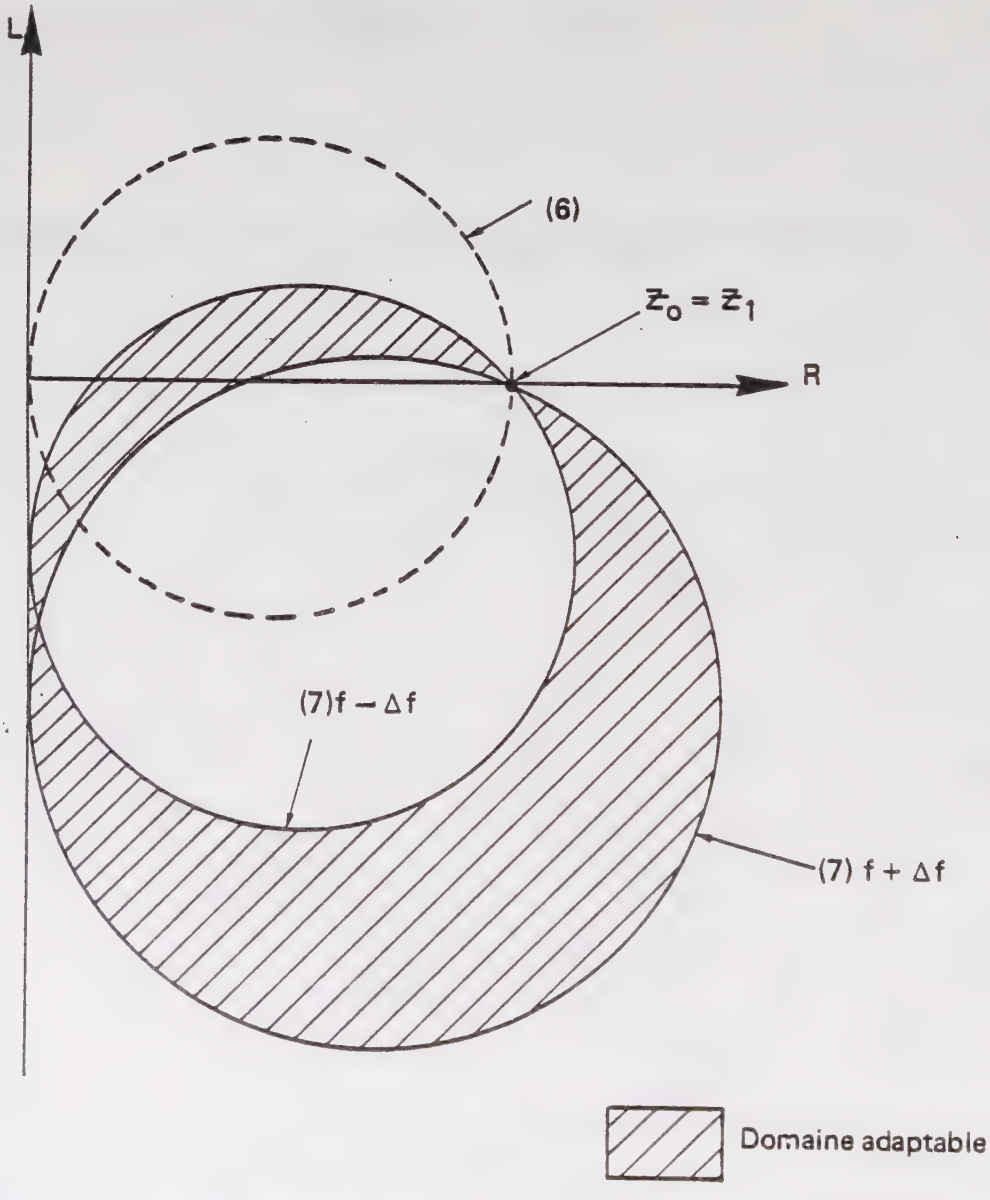


FIGURE 12 : DOMAINE ADAPTABLE POUR ℓ QUELCONQUE AVEC $Z_1 = Z_0$.

Cherchons la condition que doit vérifier l pour couvrir en entier le demi-plan des impédances. Pour adapter des impédances de la forme $Z_A = \mathcal{E} + jL$ $(\mathcal{E} = \mathcal{R}e(Z_A) \ll 1)$, qui seront très proches du point de tangence avec l'axe imaginaire du cercle (7) à la fréquence considérée, L variant de $-\infty$ à $+\infty$, il faut que le point de tangence, c'est-à-dire le transformé de l'origine, parcoure tout l'axe imaginaire. Ce point, pour une valeur l de ligne a pour ordonnée : $-jZ_o \operatorname{tg}(2\pi f l/c)$. Il faut donc que l'argument de la tangente varie de π. soit :

$$\pi + 2\pi \frac{(f-\Delta f)l}{c} = 2\pi \frac{(f+\Delta f)l}{c}$$

ou $$\pi + 2\pi \frac{l}{\lambda+\Delta\lambda} = 2\pi \frac{l}{\lambda-\Delta\lambda}$$

Soit $l = \frac{\lambda^2 - \Delta\lambda^2}{4\Delta\lambda}$ qui est bien la condition précédemment établie.

★ <u>Calcul de la fréquence et de la longueur du stub</u> :

La mesure de l'impédance d'antenne peut être effectuée de la même manière que précédemment. En effet, en Annexe C, nous avons considéré le système adaptateur comme une boîte noire entre les deux points de mesure. Pour la mesure directe, le seul point supplémentaire à prendre en compte serait peut être, si Δf est suffisamment grand, la variation du coefficient d'étalonnage des signaux de tension et du phasemètre en fonction de la fréquence. Le calcul est fait en supposant que $Z_1 = Z_0$.

★ On suppose que l'impédance à adapter est indépendante de la fréquence, pratiquement cela signifie que les fluctuations au cours de la décharge sont supérieures à la variation de Z_A moyen, entre $f - \Delta f$ et $f + \Delta f$. On calcule la fréquence f_i à laquelle il faut travailler à partir des coefficients du cercle (7) passant par Z_A.

Utilisant le fait que $1/\cos^2 x = 1 + \operatorname{tg}^2 x$ et posant $t = \operatorname{tg}\frac{\omega l}{c}$, on peut écrire (7) sous la forme :

$$\left(R_A - \frac{Z_o}{2}(1+t^2)\right)^2 + (L_A + Z_o t)^2 = \left(\frac{Z_o}{2}(1+t^2)\right)^2 \quad (9)$$

Soit :

$$t^2 Z_o (Z_o - R_A) + 2L_A Z_o t + L_A^2 + R_A(R_A - Z_o) = 0 \quad (10)$$

Equation du second degré en t qui a deux racines, t_1 et t_2.
On en déduit les deux valeurs de la fréquence pour lesquelles Z_A est adaptable sur Z_o :

$$f_{1,2} = \frac{c}{2\pi l}\left(\mathrm{Arctg}\,(t_{1,2}) + K\pi\right) \qquad K \in \mathbb{Z}$$

Reportant Z_A le long de la ligne d'alimentation, de C en B, pour les deux fréquences f_1 et f_2, au moyen des relations (1), on obtient deux impédances Z_{B1} et Z_{B2} obéissant à (6). Comme pour le système adaptateur à deux stubs, la relation :

$$Z_o = \frac{j Z_{Bi} S_i}{j S_i + Z_{Bi}}$$

permet de déterminer jS_i, dont on déduit x_i

$$x_i = \frac{c}{2\pi f_i}\ \mathrm{Arctg}\left(\frac{S_i}{R_s}\right)$$

★ Supposons que les fluctuations de Z_A soient inférieures à sa variation ΔZ_A quand la fréquence varie de $f-\Delta f$ à $f+\Delta f$. On doit alors tenir compte de la variation de $R_A(f)$ et $L_A(f)$ dans (9).

→ Supposons que $l = n\frac{\lambda_o}{2}$, étant la longueur d'onde de la fréquence centrale f_o, alors :

$$t = tg\,(f_o+\delta f)\frac{2\pi l}{c} \simeq \frac{\delta f\, 2\pi l}{c} \qquad \delta f \in [-\Delta f, +\Delta f]$$

puisque $\Delta f/f_o \ll 1$

Pour cette même raison, on peut développer $R_A(f)$ et $L_A(f)$ au premier ordre autour de la fréquence centrale :

$$R_A(f) = R_{A_o} + \alpha\,\delta f = R_{A_o} + At \quad \text{avec} \quad A = \frac{\alpha\, 2\pi l}{c}$$

$$L_A(f) = L_{A_o} + \beta\,\delta f = L_{A_o} + Bt \quad \text{avec} \quad B = \frac{\beta\, 2\pi l}{c}$$

En introduisant ces notations dans (9), on obtient :

$$X t^3 + Y t^2 + Z t + U = 0 \qquad (11)$$

avec
$$\begin{cases} X = -A Z_o \\ Y = A^2 - R_{A_o} Z_o + (B + Z_o)^2 \\ Z = 2 A R_{A_o} - A Z_o + 2 L_{A_o} (B + Z_o) \\ U = L_{A_o}^2 + R_{A_o} (R_{A_o} - Z_o) \end{cases}$$

Equation dont les racines fournissent directement δf_i :

$$\delta f_i = \frac{c}{2\pi l} t_i \qquad \text{et} \quad f_i = f_o + \delta f_i$$

On peut remarquer que (11) se simplifie notablement si $R_{A_o} + j L_{A_o}$ (à la fréquence f_o) est adaptable sur Z_o, c'est-à-dire si R_{A_o} et L_{A_o} obéissent à (6). (C'est beaucoup demander à l'antenne). Auquel cas $U = o$ et (11) se réduit à :

$$2 L_{A_o} (B + Z_o) - A Z_o t^2 + \left[A^2 - R_{A_o} Z_o + (B + Z_o)^2 \right] t + A (2 R_{A_o} - Z_o) = 0$$

Equation du second degré aisément soluble.

→ Si $l \neq \frac{n \lambda_o}{2}$, on peut utiliser la même méthode en utilisant la formule d'addition des tangentes :

$$tg (a + b) = \frac{tg\, a + tg\, b}{1 - tg\, a\, tg\, b}$$

On obtient alors dans le cas général une équation du quatrième degré (qui n'est pas bicarrée) qui peut se ramener à une équation du troisième degré si R_{Ao} et L_{Ao} obéissent à (6).
Si $Z_1 = Z_o$, seul le cas où on peut négliger la variation de Z_A avec la fréquence est aisément resoluble analytiquement.

★ Si $Z_1 \neq Z_o$, entre B et C, le cercle (6) n'évolue plus en suivant (7), mais selon (2). La résolution des équations, même dans le cas le plus simple (Z_A indépendant de f) est difficile. En pratique, on pourra essayer de procéder de la façon suivante :

A partir d'une mesure de Z_A, on calcule au moyen des relations (1) les impédances $Z_B(f)$ avec $f \in [f_0 - \Delta f, f_0 + \Delta f]$.
Cette courbe coupera en un point le cercle (6) à partie imaginaire négative, permettant ainsi de calculer la fréquence et la longueur du stub.

→ Exemple :

On pourrait rentrer dans la mémoire d'un calculateur le tableau représenté figure 13 ; pour un échantillonnage f_i de l'intervalle
on calcule les transformées $Z_B(f_i)$ de Z_A, les points $Z_B(f_i)$ situés hors du tableau peuvent ne pas être pris en compte. Si on attribue le numéro repère 0 pour la zone située au-dessus de (6) et 1 pour la zone située en dessous, on aura une suite de couples :

f_{i-2} , 1
f_{i-1} , 1
f_i , 0 ← $f \in [f_{i-1}, f_i]$
f_{i+1} , 0

On pourra ensuite calculer avec précision la fréquence à laquelle il faut travailler par une interpollation linéaire par exemple, si les fluctuations sont importants face à la variation avec la fréquence, ou en prenant quelques points intermédiaires et en utilisant une méthode de Newton...
Ceci permet également de prendre en compte les imperfections du stub, le lien des transformées de Z_0 par un stub n'étant jamais (du moins pas de l'origine) exactement le cercle (6).

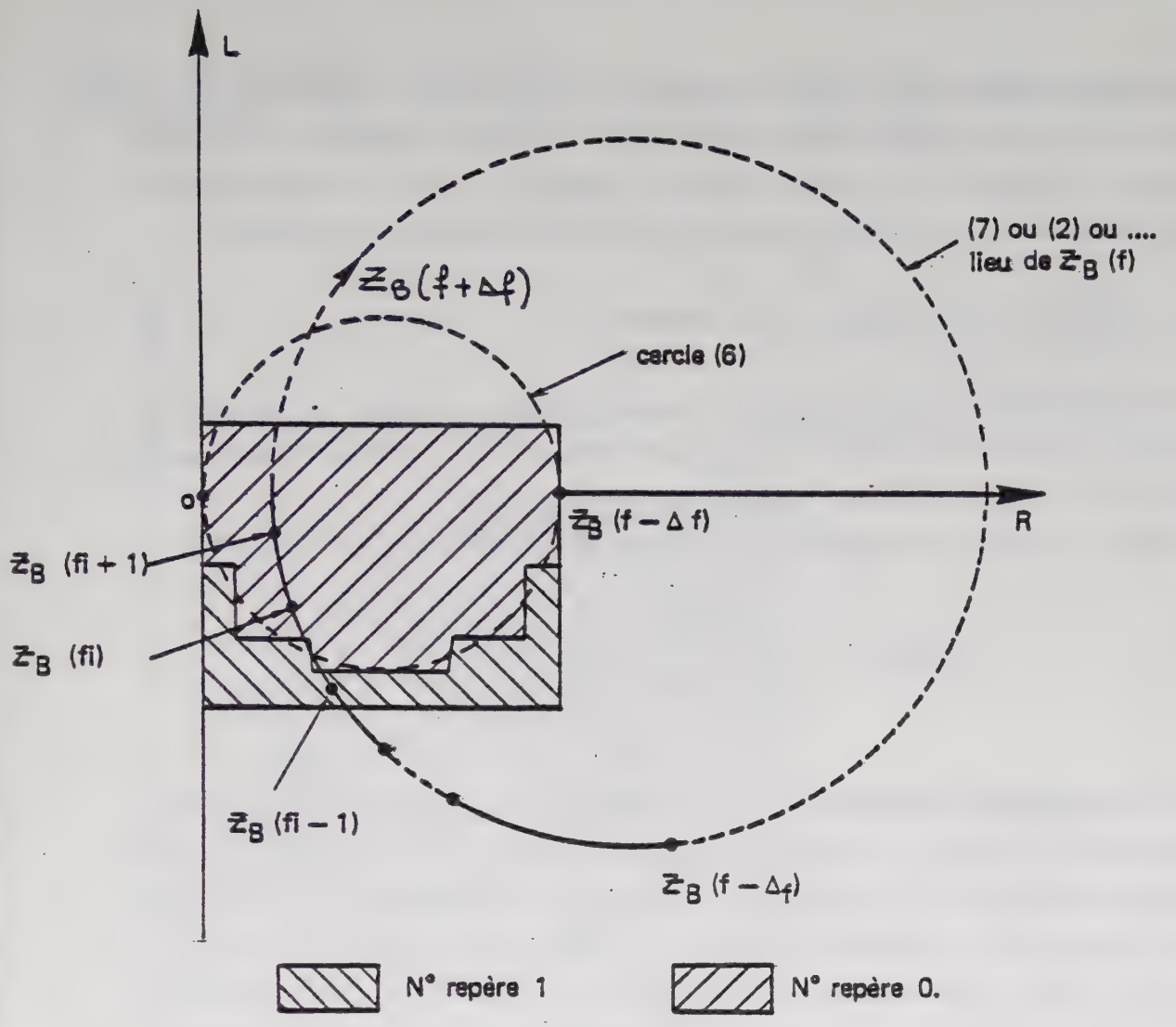


FIGURE 13 : DÉTERMINATION DE f ET x DANS LE CAS GÉNÉRAL. LA ZONE HACHURÉE REPRÉSENTE LE TABLEAU RENTRÉ EN MÉMOIRE.

★ Adaptation au cours d'une longue décharge : le mode - tracking :

Le changement de position d'un stub demande un temps suffisamment long pour qu'il soit hors de question de le faire pendant un choc. Par contre, on peut envisager de commander très rapidement une variation de fréquence du pulse H.F.. On peut donc espérer adapter continuement l'impédance présentée par l'antenne au cours d'une longue décharge (30 secondes dans T2S) en modulant la fréquence.

A l'inverse du problème précédent, la longueur du stub est ici fixée une fois pour toute. Pour résoudre ce problème analytiquement, il faudrait

écrire une équation exprimant la variation du réfléchi. (En effet, on ne peut plus espérer adapter exactement, mais seulement minimiser la désadaptation). La complexité de cette équation commande d'utiliser une méthode numérique similaire à celle esquissée dans le paragraphe précédent.

★ On peut envisager la démarche suivante :

Les coefficients a, b, c et d, de la matrice devant ramener Z_A sur Z_o au niveau du générateur sont des fonctions aisément calculables de la fréquence f et de la longueur du stub x, pour un système donné.
Au début du choc, la longueur x est fixée et elle ne variera pas. D'où

$$[M(f)] = \begin{pmatrix} a(f) & jb(f) \\ jc(f) & d(f) \end{pmatrix}$$

On a rentré dans la mémoire d'un calculateur un tableau (voir figure 14), représentant le demi-plan des impédances pavé par des cercles d'équi résistance de couplage (5). Au fur et à mesure qu'on s'éloigne de Z_o, les zones sont repérées par un numéro croissant. Il n'est pas nécessaire que le tableau couvre un domaine trop important : n'oublions pas que $[M(f_o)]$ ramène Z_A<moyen>sur Z_o, les fluctuations restant petites, la résistance de couplage <u>au niveau du générateur</u> restera proche de Z_o.

On mesure Z_A à l'instant t, au début du pulse H.F.. Comme précédemment, on construit la suite $Z_B(f_i)$ et on peut associer un numéro repère à chaque fréquence de l'échantillonnage de $[f_o - \Delta f, f_o + \Delta f]$

f_{i-1} , 4
f_i , 3 ← f Minimisant la désadaptation.
f_{i+1} , 4

La fréquence de travail optimale est celle associée au plus petit numéro repère. On commande le changement de fréquence et on recommence le cycle.

Nota : Cette méthode est utilisable avec un système à deux stubs. Seules les fonctions a(f), b(g), c(f) et d(f) seront plus compliquées.

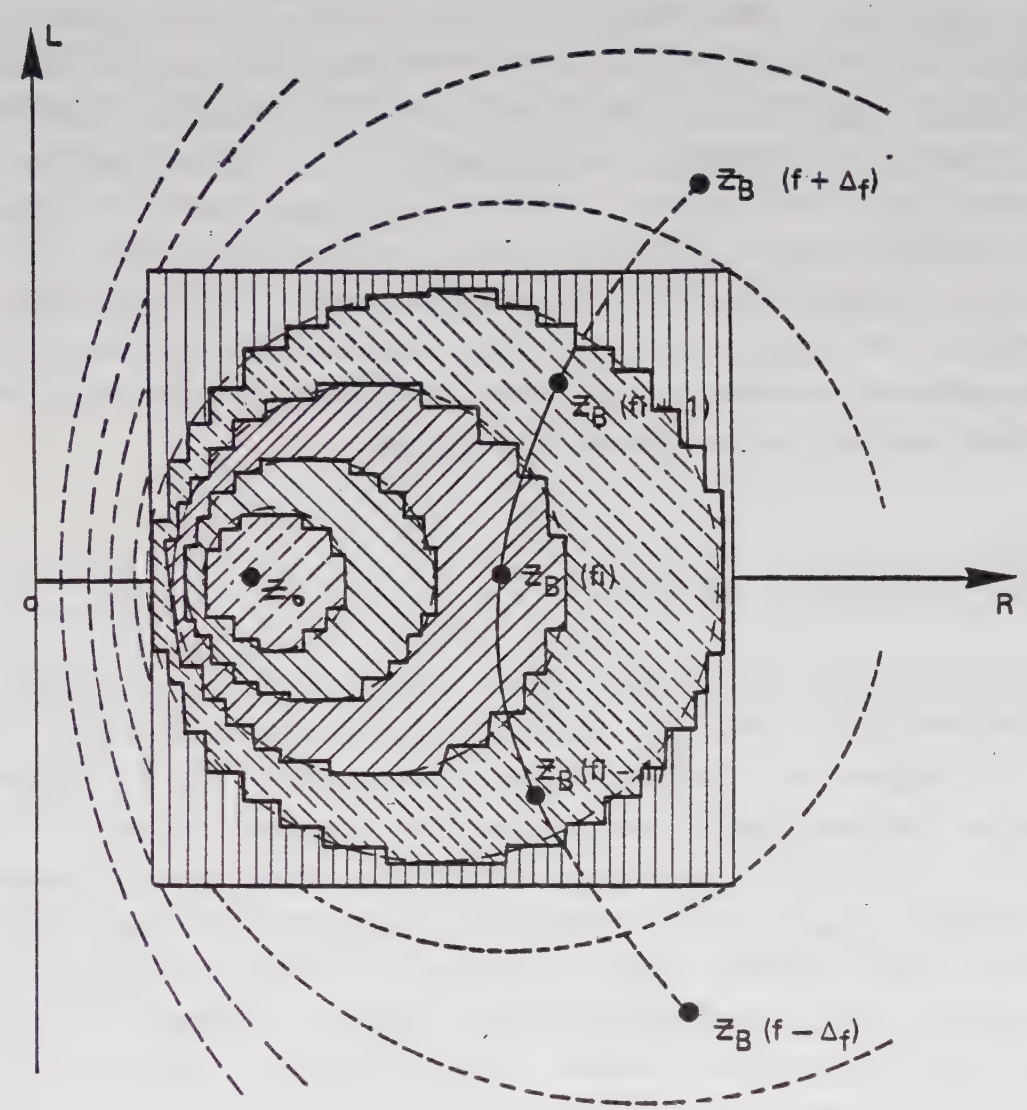


FIGURE 14 : OPTIMISATION DE L'ADAPTATION AU COURS D'UNE LONGUE DÉCHARGE. LA ZONE HACHURÉE REPRÉSENTE LE TABLEAU RENTRÉ EN MÉMOIRE.

Z_o N° repère 0

N° repère 1
N° repère 2
N° repère 3
N° repère 4
N° repère 5

IV. - PRINCIPAUX RESULTATS

★ Adaptation à fréquence fixe

Si la possibilité de faire varier la fréquence du pulse H.F. n'existe pas, il semble établi qu'un système adaptateur composé de deux stubs séparés par une longueur de ligne égale à $\lambda/8+\lambda/4$ est tout à fait suffisant. Les stubs peuvent avoir leur longueur limitée à $\lambda/4$. La longueur et l'impédance caractéristique de la ligne joignant l'antenne au système adaptateur sont déterminantes pour l'efficacité du système. La détermination de la longueur des stubs peut, en principe, être faite analytiquement et on donne également une méthode pour minimiser la désadaptation d'une impédance située hors du domaine adaptable du système.

★ Adaptation à fréquence variable

On se limite à un seul stub d'une longueur maximale égale à $\lambda/4$ de la plus basse fréquence. Après avoir spécifié les conditions que doivent vérifier la longueur et l'impédance caractéristique de la ligne joignant l'antenne au stub pour pouvoir adapter tout le demi-plan complexe, on montre qu'il est nécessaire de pouvoir négliger la variation de l'impédance avec la fréquence pour pouvoir déterminer analytiquement les conditions d'adaptation d'une impédance donnée. On donne le schéma d'une méthode permettant de traiter le cas général et qui, étendue aux longues décharges, peut permettre d'adapter continuement l'antenne au cours du pulse et d'optimiser ainsi le transfert de puissance.

★ En annexe sont données une méthode expérimentale de détermination de la matrice de transfert d'un quadripole ainsi que diverses possibilités offertes par le calcul pour déterminer l'impédance de l'antenne en présence de plasma.

* Remarque :

Il faut noter que ces calculs négligent la perturbation due au raccord en T des stubs rendant difficile la définition des longueurs. Ceux-ci sont également considérés comme étant infiniement minces. Les erreurs introduites par ces approximations limitent ces calculs au cas où la longueur de ligne séparant les deux stubs est suffisamment longue.[5] La mesure de l'impédance d'antenne est également très sensible à la précision de la mesure des paramètres Φ et P.

ANNEXE - A

DETERMINATION DE LA MATRICE DE TRANSFERT DES PASSAGES ETANCHES

★ Cette méthode est utilisable pour mesurer la matrice de transfert de n'importe quel quadripole passif. Il serait d'ailleurs très intéressant de mesurer de cette manière les caractéristiques de tout le système de lignes depuis la sortie des stubs jusqu'à l'entrée de l'antenne

On sait que $(M) = \begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix}$ $\quad a,b,c,d \in \mathbb{R}\,;\ ad+bc=1$

Pour une fréquence donnée (60 MHz) on mesure une série d'impédances purement imaginaires variant continuement (ligne court-circuitée de longueur variable) ainsi que leur transformée par le passage étanche. (Pratiquement, il faut se trouver loin des résonances). Alors, si jZ' est la transformée de jZ :

$$jZ' = \frac{ajZ + jb}{-cZ + d}$$

Soit $\quad ZZ' - Z'\frac{\varepsilon}{c} = (Z'-Z)\frac{a}{c} - \frac{b}{c}$ $\qquad$ avec $\varepsilon = d-a$ $\qquad$ (★)

Pour chaque point de mesure (Z^i, Z'^i), on pose :

$$\left|\begin{array}{l} y_1^i = Z^i Z'^i \\ y_2^i = -Z'^i \\ x_i = Z'^i - Z^i \end{array}\right.$$

On porte sur un graphe les points $y_1^i = f_1(x_i)$ et $y_2^i = f_2(x_i)$.

On approxime ces courbes par des droites $\quad \left|\begin{array}{l} y_1(x) = a_1 x + b_1 \\ y_2(x) = -a_2 x + b_2 \end{array}\right.$

Pour chaque point de mesure (Z^i, Z'^i), on peut écrire :

$$\left|\begin{array}{l} y_1^i = a_1 x_i + b_1 + h_1^i \\ y_2^i = -a_2 x_i + b_2 - h_2^i \end{array}\right.$$

k_1^i et k_2^i représentant l'écart à la courbe approximée.
La relation (★) est alors équivalente à :

$$\left(y_1^i + \frac{\varepsilon}{c}\, y_2^i\right) - \left(y_1(x_i) + \frac{\varepsilon}{c}\, y_2(x_i)\right) = 0$$

Soit $k_1^i - \frac{\varepsilon}{c} k_2^i = 0$ ou $\left(\frac{\varepsilon}{c}\right)_i = \frac{k_1^i}{k_2^i}$

On détermine ainsi un spectre de valeur de ε/c définissant un intervalle à l'intérieur duquel se trouve la valeur optimale (cet intervalle est d'autant plus réduit que la précision des mesures est grande).
On construit la famille de droites $y_1(x) + \varepsilon/c\ y_2(x)$ en balayant l'intervalle de variation de ε/c. On choisit la valeur pour laquelle la dispersion des points expérimentaux autour de la droite est la plus faible.

On a ainsi déterminé $\frac{b}{c}$, $\frac{a}{c}$ et $\frac{d}{c} = \frac{a}{c} + \frac{\varepsilon}{c}$. On calcule c en imposant :

$$\det(M) = ad + bc = 1$$

★ Ainsi, pour le passage cylindrique à 60 MHz, dans le sens antenne → générateur, on obtient :

$$(M) = \begin{pmatrix} 0.9880 & -j5.3201 \\ j0.0131 & 1.0824 \end{pmatrix}$$

Pour le passage conique, dans les mêmes conditions :

$$(M) = \begin{pmatrix} 1.0616 & j\,18.6082 \\ j0.0060 & 0.8369 \end{pmatrix}$$

On a constaté environ 5 % de différence sur la phase et le module entre les valeurs calculées et mesurées pour les transformées d'impédances complexes choisies au hasard.

ANNEXE - B

TRANSFORMATION D'UN CERCLE

★ $\mathfrak{z} \in \mathbb{C}$; $\mathfrak{z}$ obéit à $\mathfrak{z} - \mathfrak{z}_0 = \rho e^{j\phi}$; $\mathfrak{z}_0 \in \mathbb{C}$; $\rho \in \mathbb{R}^{*+}$, $\mathfrak{z}_0$ et ρ constants.

On transforme z par un système adaptateur quelconque :

$$\mathfrak{z} \longrightarrow \mathfrak{z}' = \frac{a\mathfrak{z} + jb}{jc\mathfrak{z} + d}$$

On veut montrer que z' obéit à $\mathfrak{z}' - \mathfrak{z}'_0 = \rho' e^{j\phi'}$

$$\mathfrak{z}'_0 \in \mathbb{C} \; ; \; \rho' \in \mathbb{R}^{*+} \; ; \; \mathfrak{z}'_0 = \mathfrak{z}'_0(\mathfrak{z}_0, \rho) \; ; \; \rho' = \rho'(\mathfrak{z}_0, \rho).$$

★ On peut écrire z' sous la forme $\mathfrak{z}' = \frac{j}{c}\left(\frac{1}{jc\mathfrak{z} + d} - a\right)$

On suppose qu'il existe z_1 tel que $z'_1 = z'_0$.

c'est à dire $\mathfrak{z}'_0 = \frac{j}{c}\left(\frac{1}{jc\mathfrak{z}_1 + d} - a\right)$

d'où $\mathfrak{z}' - \mathfrak{z}'_0 = \frac{j}{c}\left(\frac{1}{jc\mathfrak{z} + d} - \frac{1}{jc\mathfrak{z}_1 + d}\right)$ Soit $\mathfrak{z}' - \mathfrak{z}'_0 = \frac{1}{jc\mathfrak{z}_1 + d}\,\frac{\mathfrak{z} - \mathfrak{z}_1}{jc\mathfrak{z} + d}$ (1)

en remplaçant dans (1) : $\mathfrak{z}' - \mathfrak{z}'_0$ par $\rho' e^{j\phi'}$ et $\mathfrak{z}$ par $\mathfrak{z}_0 + \rho e^{j\phi}$

on obtient $\rho' e^{j\phi'} = \frac{1}{jc\mathfrak{z}_1 + d}\,\frac{\mathfrak{z}_0 - \mathfrak{z}_1 + \rho e^{j\phi}}{\mathfrak{z}_0 - \frac{jd}{c} + \rho e^{j\phi}}\,\frac{1}{jc}$

Soit $\rho' = \frac{|\mathfrak{z}_0 - \mathfrak{z}_1 + \rho e^{j\phi}|}{|\mathfrak{z}_0 - j\phi/c + \rho e^{j\phi}|}\,\frac{1}{|c|}\,\frac{1}{|jc\mathfrak{z}_1 + d|}$. (2)

Nous voulons que ρ' soit indépendant de ϕ, c.a.d., en utilisant (2) :

$$\frac{\partial}{\partial \phi}\,\frac{|\mathfrak{z}_0 - \mathfrak{z}_1 + \rho e^{j\phi}|}{|\mathfrak{z}_0 - jd/c + \rho e^{j\phi}|} = 0 \qquad (3)$$

★ Posons $\mathfrak{z}_0 - \mathfrak{z}_1 = -\rho_1 e^{j\theta_1}$ et $\mathfrak{z}_0 - j\frac{d}{c} = -\rho_2 e^{j\theta_2}$

En utilisant dans (3), il vient :

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \frac{|\rho e^{j\phi} - \rho_1 e^{j\theta_1}|}{|\rho e^{j\phi} - \rho_2 e^{j\theta_2}|} = 0 \qquad (3')$$

ρ, ρ_2 et θ_2 sont connus, par hypothèse. On va montrer dans un premier temps que $\theta_1 = \theta_2$, puis calculer ρ_1.

En développant (3) : $\frac{\partial}{\partial \phi}\left(\frac{\rho^2 + \rho_1^2 - 2\rho_1\rho\cos\alpha_1}{\rho^2 + \rho_2^2 - 2\rho_2\rho\cos\alpha_2}\right) = 0$ avec $\alpha_i = \phi - \theta_i$

ou $$\frac{(\rho^2+\rho_2^2)\rho_1 \sin\alpha_1 - (\rho^2+\rho_1^2)\rho_2 \sin\alpha_2 + 2\rho\rho_1\rho_2(\cos\alpha_1\sin\alpha_2 - \cos\alpha_2\sin\alpha_1)}{(\rho^2+\rho_2^2 - 2\rho_2\rho\cos\alpha_2)^2} = 0 \qquad (4)$$

Le dénominateur de (4) est toujours positif, et non nul si nous nous intéressons aux transformations à l'intérieur du demi-plan complexe à partie réelle positive. On cherche la condition pour que le numérateur de (4) s'annule, soit :

$$\frac{\rho^2+\rho_2^2}{2\rho\rho_2} = \cos\alpha_2 \quad \text{et} \quad \frac{\rho^2+\rho_1^2}{2\rho\rho_1} = \cos\alpha_1$$

Ce qui est impossible car ρ, ρ_1 et ρ_2 sont par définition indépendants de ϕ (rappelons que $\alpha_i = \phi - \theta_i$)

On doit donc avoir $\theta_1 = \theta_2$ - (4) se réduit à :

$$\frac{(\rho^2+\rho_2^2)\rho_1 - (\rho^2+\rho_1^2)\rho_2}{(\rho^2+\rho_2^2 - 2\rho_2\rho\cos\alpha_2)^2} = 0$$

ou $$(\rho^2+\rho_2^2)\rho_1 - (\rho^2+\rho_1^2)\rho_2 = 0$$

Soit $$\rho_1 = \frac{\rho^2}{\rho_2}$$

(On connait ρ , ρ_2 et θ_2 $\left(3_0 - j\frac{d}{c} = -\rho_2 e^{j\theta_2}\right)$, 3_1 est défini par $3_1 = \rho_1 e^{j\theta_1} + 3_0$ avec 3_0 connu , $\theta_1 = \theta_2$ et $\rho_1 = \frac{\rho^2}{\rho_2}$).

* $3_1 = \frac{\rho^2}{\rho_2} e^{j\theta_2} + 3_0$

et $3_0' = \frac{a3_1 + jb}{jc3_1 + d}$ ou $3_0' = \frac{a\left(\frac{\rho^2}{\rho_2} e^{j\theta_2} + 3_0\right) + jb}{jc\left(\frac{\rho^2}{\rho_2} e^{j\theta_2} + 3_0\right) + d}$ (5)

Utilisant (2) et (3'), on a :

$$\rho' = \frac{1}{|c|\,|jcz_1+d|}\left|\frac{\rho e^{j\phi} - \rho_1 e^{j\theta_1}}{\rho e^{j\phi} - \rho_2 e^{j\theta_2}}\right| \quad \text{avec} \quad \theta_1 = \theta_2$$

ou $$\rho' = \frac{1}{|c|}\,\frac{1}{|jcz_1+d|}\left(\frac{\rho^2+\rho_1^2-2\rho\rho_1\cos(\phi-\theta_2)}{\rho^2+\rho_2^2-2\rho\rho_2\cos(\phi-\theta_2)}\right)^{1/2}$$

En remplaçant ρ_1 par sa valeur et en développant, on obtient :

$$\rho' = \frac{\rho}{\rho_2}\,\frac{1}{|c|\,|jcz_1+d|} \qquad (6)$$

En utilisant (5) et (6), il vient que si z obéit à $z - z_0 = \rho e^{j\phi}$ alors

$z' = \dfrac{az+jb}{jcz+d}$ obéit à :

$$z' - \frac{a\left(\frac{\rho^2}{\rho_2}e^{j\theta_2}+z_0\right)+jb}{jc\left(\frac{\rho^2}{\rho_2}e^{j\theta_2}+z_0\right)+d} = \frac{\rho}{\rho_2}\,\frac{1}{|c|}\,\frac{1}{|jcz_1+d|}\,e^{j\phi'(\phi)}$$

avec $\dfrac{jd}{c} - z_0 = \rho_2 e^{j\theta_2}$ et $z_1 = \dfrac{\rho^2}{\rho_2}e^{j\theta_2} + z_0$

★ Mis sous une autre forme : $(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 = \rho^2$ se transforme en :

$$\left[x - \frac{x_1}{c^2x_1^2+(d-cy_1)^2}\right]^2 + \left[y - \frac{bd+y_1(ad-bc)-ac(x_1^2+y_1^2)}{c^2x_1^2+(d-cy_1)^2}\right]^2 = \frac{\rho^2}{(x_0^2c^2+1)\left[c^2x_1^2+(d-cy_1)^2\right]}$$

avec $x_1 = \dfrac{x_0\left(x_0^2-\rho^2+\left(\frac{d}{c}-y_0\right)^2\right)}{x_0^2+\left(\frac{d}{c}-y_0\right)^2}$ et $y_1 = \dfrac{y_0\left(x_0^2+\left(\frac{d}{c}-y_0\right)^2\right)+\rho^2\left(\frac{d}{c}-y_0\right)}{x_0^2+\left(\frac{d}{c}-y_0\right)^2}$

ANNEXE - C

MESURE DE L'IMPEDANCE D'ANTENNE

★ Coordonnées ϕ et P :

Le coefficient de réflexion aux bornes d'une impédance Z alimentée par une ligne d'impédance caractéristique Z_0, a pour expression :

$$\mathcal{R} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \qquad (1)$$

En écrivant $\mathcal{R}$ sous forme polaire, $\mathcal{R} = P e^{j\phi}$ et en inversant (1), on obtient :

$$Z = Z_0 \frac{1 + P e^{j\phi}}{1 - P e^{j\phi}} \qquad (1')$$

Les courbes d'équi P sont les cercles d'égale résistance de couplage :

$$\left(R - Z_0 \frac{1-P^2}{1+P^2}\right)^2 + L^2 = Z_0^2 \frac{4P^2}{(1-P^2)^2} \qquad (2)$$

Les courbes $\phi = \underline{\text{cste}}$, calculées à partir de l'inversion de l'expression de $tg\,\phi$:

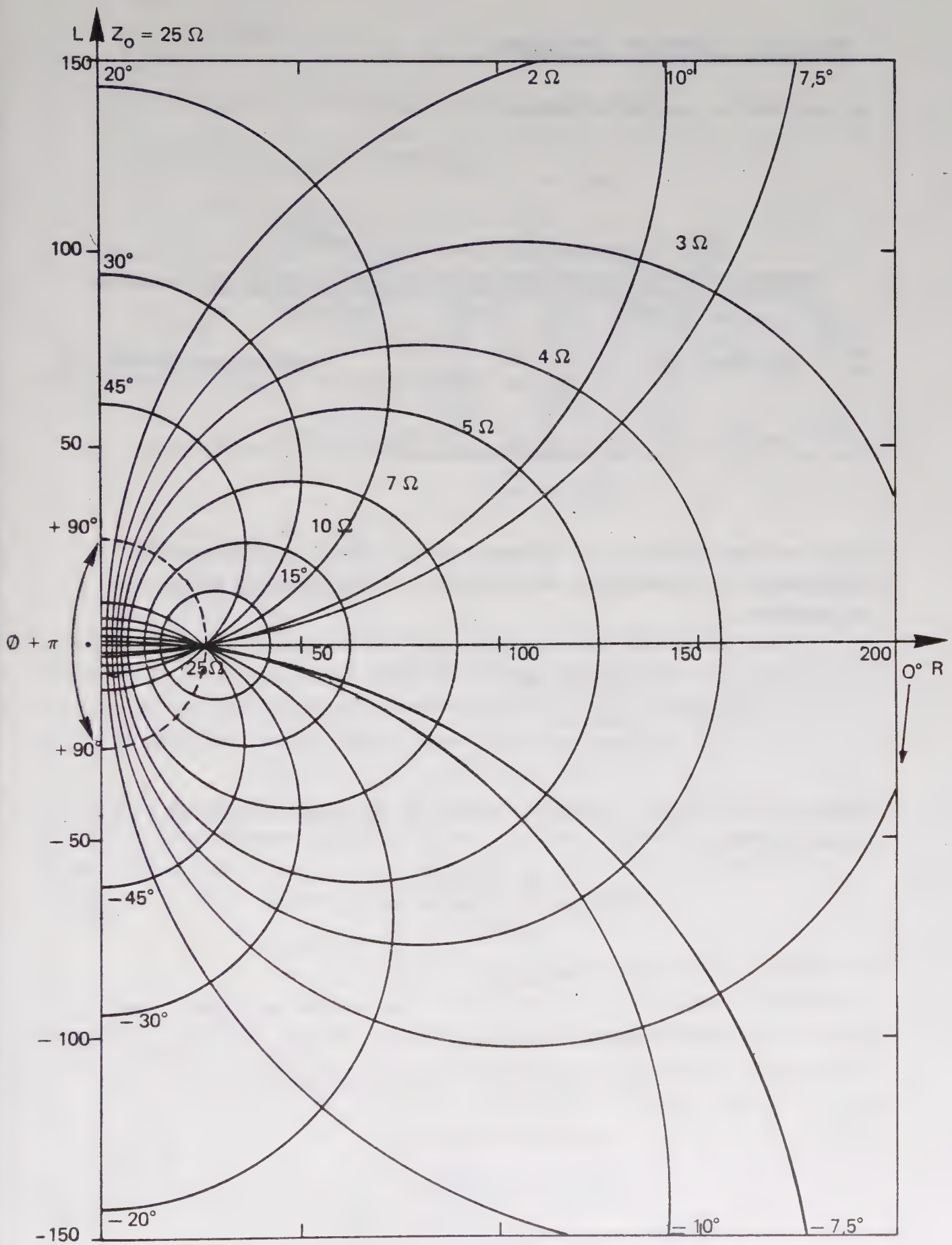
$$tg\,\phi = \frac{2 L Z_0}{R^2 - Z_0^2 + L^2}$$

Ont pour équation :

$$R^2 + \left(L - \frac{Z_0}{tg\,\phi}\right)^2 = Z_0^2 \frac{1}{\sin^2\phi} \qquad (3)$$

Le pavage obtenu est représenté sur la figure de la page suivante. Si nous mesurions (comme il l'est proposé en annexe B) la matrice de transfert totale du système de transmission de puissance dans le sens G → A, depuis un point de mesure de ϕ et P jusqu'à l'entrée de l'antenne, la transformation de (2) et (3) par l'équation de transformation d'un cercle établi en annexe B permettrait de construire une abaque donnant directement l'impédance d'antenne à partir des mesures brutes de ϕ et P.

Ceci nécesseciterait toutefois un paramètre P notablement inférieur à 1 ($P \simeq 0.5 ; 0.6$) pour que l'abaque soit lisible, c'est-à-dire une résistance de couplage de l'ordre de : 6 à 8 Ω pour un quenot.

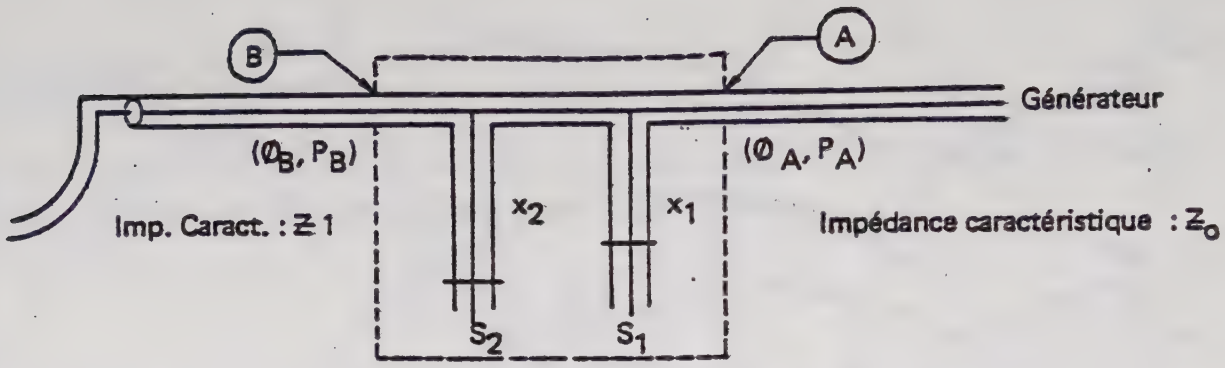


FORME CARTÉSIENNE DU DIAGRAMME DE SMITH

Pavage en Ø et P du demi-plan complexe des Impédances.

★ Mesure de l'impédance d'antenne :

On considère le système ci-dessous :



Entre les deux points A et B de mesure de ϕ et de P, le système de transmission et d'adaptation est assimilé à une boite noire de matrice de transfert :

$$(M_T)_{A \rightarrow G} = \begin{pmatrix} a & jb \\ jc & d \end{pmatrix}$$

Appelant Z(B) et Z(A) l'impédance ramenée de Z_A respectivement en B et A, on peut écrire :

$$Z(A) = \frac{a\,Z(B) + jb}{jc\,Z(B) + d} \qquad (4)$$

★ Calcul en cas de faible couplage :

Le paramètre P au point B est proche de 1, les erreurs de lecture rendent difficile une bonne détermination. On calculera Z(B) et, delà, Z_A, au moyen d'une mesure de phase ϕ (B), au point B, et d'une mesure de P, P(A), au point A. Il faut déterminer P(B).

A partir de (4) et (1'), on peut montrer que :

$$P(B) = \frac{\alpha + \beta\, e^{j\phi(A)}}{\gamma + \delta\, e^{j\phi(A)}} \qquad (5)$$

avec
$$\left|\begin{array}{l}\alpha = e^{-j\phi(B)}\left[aZ_1 + jb - Z_0(jcZ_1+d)\right]\\ \beta = -P(A)\,e^{-j\phi(B)}\left[aZ_1 + jb + Z_0(jcZ_1+d)\right]\\ \gamma = Z_0(jcZ_1-d) - aZ_1 + jb\\ \delta = P(A)\left[Z_0(jcZ_1-d) + aZ_1 - jb\right]\end{array}\right.$$

En imposant la condition $P(B)\in\mathbb{R}$, on obtient l'équation :

$$\left(\gamma^*+\delta^* e^{-j\phi(A)}\right)\left(\alpha+\beta e^{j\phi(A)}\right) = \left(\gamma+\delta e^{j\phi(A)}\right)\left(\alpha^*+\beta^* e^{-j\phi(A)}\right)$$

Soit, au prix d'un calcul fastidieux mais sans difficultés :

$$\phi(A) = \operatorname{Arccos}\left\{\frac{Im N_1 . Im N_2 \pm \left[Im^2 N_1 . Im^2 N_2 - (Im^2 N_1 + Re^2 N_1)(Im^2 N_2 - Re^2 N_2)\right]^{1/2}}{Im^2 N_1 + Re^2 N_1}\right\}$$

avec
$$\left|\begin{array}{l}N_1 = \beta\gamma^* - \alpha^*\delta\\ N_2 = \gamma\alpha^* + \delta\beta^*\end{array}\right.$$

L'équation (5) permet de déduire P(B). Sur les quatre déterminations obtenues, on retiendra celles (deux au maximum) pour lesquelles $P(B)\in[0,1]$. La connaissance de ϕ (B) et P(B) permet, par (1') de calculer Z(B), puis Z_A. On obtient dans le cas général deux déterminations pour Z_A.

★ Calcul en cas de fort couplage :

Si P(B) est suffisamment inférieur à 1 pour pouvoir éviter une mesure de phase, toujours délicate, on calculera Z(B) à partir de la mesure de P(A) et P(B) en A et B. A partir de (4) et de (1'), on obtient :

$$e^{j\phi(B)} = \frac{\alpha' + \beta' e^{j\phi(A)}}{\gamma' + \delta' e^{j\phi(A)}} \qquad (6)$$

avec
$$\left|\begin{array}{l}\alpha' = \alpha\, e^{j\phi(B)}\, P(B)^{-1} = P(B)^{-1}\left[aZ_1 + jb - Z_0(jcZ_1+d)\right]\\ \beta' = -\left(P(A)/P(B)\right)\left[aZ_1 + jb + Z_0(jcZ_1+d)\right]\\ \gamma' = \gamma\\ \delta' = \delta\end{array}\right.$$

Puis, par un calcul analogue au cas précédent :

$$\phi(A) = 2\,\operatorname{Arctg}\left(\frac{-\beta \pm (\beta^2 + \gamma^2 - \alpha^2)^{1/2}}{\alpha - \gamma}\right)$$

avec
$$\begin{cases} x = Re^2\alpha' + Im^2\alpha' + Re^2\beta' + Im^2\beta' - Re^2\gamma' - Im^2\gamma' - Re^2\delta' - Im^2\delta' \\ y = 2\,Re\,\alpha'.Re\beta' + 2\,Im\,\alpha'.Im\beta' - 2\,Re\,\gamma'.Re\,\delta' - 2\,Im\,\gamma'.Im\,\delta' \\ z = 2\,Im\,\alpha'.Re\,\beta' + 2\,Re\,\gamma'.Im\,\delta' - 2\,Re\alpha'.Im\beta' - 2\,Im\,\gamma'.Re\,\delta' \end{cases}$$

(6) permettant le calcul de ϕ (B). Là encore, on obtient deux déterminations pour Z(B), soit pour Z(A).

★ Calcul direct :

Si les deux paragraphes précédents présentent l'avantage de ne nécessiter que la connaissance du paramètre P, qui est une mesure relative et, par là, assez précise, il présupposent une bonne connaissance de (M_T). L'expérience ayant montré que la connaissance de la longueur des stubs n'impliquait pas une bonne connaissance de cette matrice, on pourra procéder comme suit, en calculant P(B), même en cas de faible couplage :

On suppose que l'on connait :

$\phi(B)$

$V_i(B)$: Tension incidente en B

$V_i(A)$: Tension incidente en A

$V_R(A)$: Tension réfléchie en A

$$\Big\} \quad P(A) = \frac{V_R(A)}{V_i(A)}$$

On peut écrire la résistance de couplage de deux façons différentes :

$$R_c = Z_0 \, \frac{1 - P(B)}{1 + P(B)}$$

$$R_c = (\text{Puissance Consommée}) \, \frac{2}{(\dot{I}_{MAX})^2}$$

$$\text{P consommée} = \frac{1}{2} \frac{1}{Z_0} \left(V_i(A)^2 - V_R(A)^2 \right)$$

$$\dot{I}_{MAX} = \frac{V_{MAX}}{Z_1} = \frac{V_i(A) + V_R(A)}{Z_1}$$

En combinant ces diverses égalités, on obtient :

$$P(B) = \left(1 - \frac{Z_1}{Z_0} \, \frac{V_i(A)^2 - V_R(A)^2}{V_i(B)^2} \right)^{1/2}$$

REFERENCES :

(1) Grivet P., Physique des lignes de haute fréquence et d'ultra-haute fréquence. Tome 1, (Masson, 1969), p. 164.

(2) Jackson W., High Frequency transmission lines, (J. Wiley and Sons, 1958), p. 134.

(3) Smith P.H., Electronics, 1939, 12, p. 29 et 1944, 19, p. 130.

(4) Jacquinot J., Lebot H., Adam J., Kuus H., 11th Symposium on Fusion Technology (Oxford 1980).

(5) Ibid. 2, p. 66.

CHAPITRE 2

LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE
MESURE DU CHAMP MAGNETIQUE RAYONNE
EFFETS DES SUPERSTRUCTURES : DIAPHRAGMES & ECRAN ELECTROSTATIQUE

LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE
MESURE DU CHAMP MAGNETIQUE RAYONNE
EFFETS DES SUPERSTRUCTURES : DIAPHGRAGMES & ECRAN ELECTROSTATIQUE

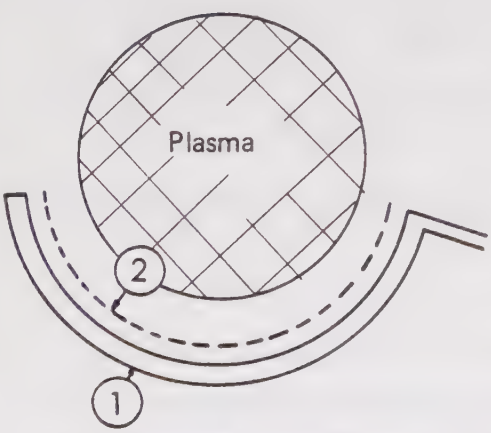
I. - INTRODUCTION

Les ondes électromagnétiques haute fréquence sont actuellement une des méthodes les plus prometteuses de chauffage des plasmas de tokamaks. Ces récents progrès sont dus, d'une part à une meilleure compréhension de la physique de l'absorption de l'onde, d'autre part à l'effort entrepris en vu de l'optimisation des structures de couplage qui restent, du fait de la proximité immédiate d'un plasma chaud et dense, l'élément le plus délicat de ce type de chauffage. Divers travaux ont permis d'établir la possibilité d'utiliser une structure entièrement métallique et la nécessité d'un écran électrostatique. [1,2]

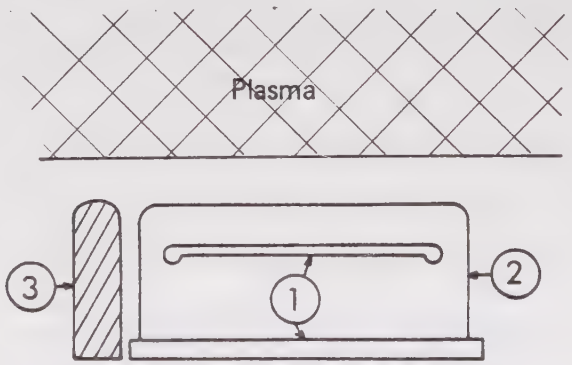
Les antennes de chauffage cyclotronique actuellement en service sur TFR sont ainsi composées (voir figure) :

1) D'un élément rayonnant assimilable à une ligne à bandes parallèles court-circuitée.

2) D'un écran électrostatique et de protections latérales fendues, transparents à la composante du champ magnétique correspondant à l'onde magnétosonique propagative dans le plasma.



Coupe longitudinale



Coupe transversale

1 Élément Rayonnant
2 Écran électrostatique
3 Protection latérale

Il est envisagé dans les machines de grande taille de faire jouer également aux antennes le rôle de limiters : les protections latérales fendues et les flancs de l'écran disparaissent alors au profit d'une pièce très massive (éventuellement refroidie) capable de supporter les chocs thermiques dus aux disruptions.

La théorie des lignes de transmission décrit avec une bonne précision le comportement de l'élément rayonnant, tout au moins tant que la largeur de celui-ci est très petite devant sa longueur, mais les pièces métalliques supplémentaires, telles qu'écran et limiter, modifient considérablement les propriétés tant électriques que rayonnantes de celui-ci. Il est cependant d'une grande importance de connaître les caractéristiques linéiques de l'antenne dans le vide (Self-Inductance et Capacité), tant pour la conception du système d'adaptation de l'impédance et de transport de puissance depuis le générateur jusqu'à l'entrée de l'antenne que pour la détermination de certains paramètres caractéristiques du couplage au plasma. De plus, l'efficacité globale de la structure de couplage sera grandement déterminée par la transparence à certaines composantes du champ magnétique des superstructures entourant l'élément rayonnant.

Nous nous proposons dans le présent travail d'étudier l'influence des superstructures de l'antenne tant sur les propriétés électriques que rayonnantes de celle-ci en absence de plasma. Dans une première partie, à partir de diverses mesures électriques sur une maquette, nous essaierons d'établir des lois qualitatives relatives à l'influence des divers compléments ajoutés à l'élément rayonnant (essentiellement les limiters et l'écran électrostatique) puis, dans un deuxième volet, nous tenterons de systématiser nos résultats à partir d'un modèle numérique permettant de prédire correctement le comportement du limiter.

II. - DESCRIPTION DE LA MAQUETTE

Nous avons choisi pour cette maquette les dimensions typiques des antennes qui seront placées dans les futurs grands tokamaks (JET, T2S). Les divers éléments sont assemblés au moyen de contacts coulissants permettant de changer facilement les dimensions des superstructures de l'antenne.

II.1 - L'élément rayonnant : l'antenne nue

Celui-ci est assimilable à une ligne à bandes parallèles court-circuitée à une longueur l. Toutefois, les dimensions du conducteur de retour sont suffisemment supérieures à celles du Conducteur central pour qu'il puisse être considéré comme infini. Les dimensions de cet élément sont portées dans la table 1. Afin de minimiser les impédances parasites lors des mesures, la transition "bandes parallèles - Coaxial" à l'alimentation de la maquette permet de brancher directement la sonde de l'impédancemètre (figure 1a).

Table 1

- ★ Longueur du Conducteur central : l = 510 mm
  Largeur du Conducteur central : 2a = 250 mm
  Epaisseur du Conducteur central : ε_{cc} = 5 mm

- ★ Longueur du Conducteur de Retour : l' = 520 mm
  Largeur du Conducteur de retour : 2a' = 500 mm
  Epaisseur du Conducteur de retour: ε_{cr} = 10 mm

- ★ Séparation entre le conducteur central et le conducteur de retour :
  b = 20 mm ou 32 mm
  La pièce métallique assurant le court-circuit peut être remplacée par les cales isolantes afin de fermer la maquette sur une impédance infinie.

II.2 - Les limiters latéraux

Ce sont des cornières métalliques de hauteur variable pouvant coulisser parallèlement à la direction transversale à l'axe de la maquette. Nous avons utilisé des limiters ayant les caractéristiques suivantes :

Table 2

★ Hauteur du limiter au dessus du conducteur de retour : c' = 40 mm ; 50 mm et 130 mm
★ Distance séparant l'axe de la maquette du limiter : 128 mm ⩽ d ⩽ 185 mm
★ Epaisseur des cornières métalliques : ε_t = 10 mm.

L'ensemble élément rayonnant + limiters ainsi que les notations utilisées pour les dimensions géométriques sont représentés figure 1b.

II.3 - L'écran électrostatique

L'écran électrostatique est constitué de cavaliers métalliques placés transversalement à l'axe de l'antenne, au-dessus du conducteur central. Son rôle est de confiner à l'intérieur de l'antenne le mode transverse magnétique (non propagatif dans le plasma) en imposant comme condition aux limites l'annulation de la composante parallèle au champ magnétique toroïdal du champ électrique rayonné. Nous avons utilisé deux types d'écrans.

II.3.a) Ecran mince à découpe

Chaque cavalier de l'écran se présente sous la forme d'une bande métallique située au-dessus du conducteur central, transversalement à celui-ci. Nous avons imaginé, afin d'augmenter la transparence au champ électromagnétique, d'évider la partie du cavalier se trouvant à l'ombre du limiter, entre celui-ci et l'aplomb du conducteur central.

Partant de l'axe de symétrie de la maquette, chaque cavalier présente donc - Une section large au-dessus du conducteur central jusqu'à une distance h de l'axe.
- Une partie plus étroite jusqu'à sa jonction avec le limiter (figure 2a).

Les dimensions de l'écran utilisé sur la maquette sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

Table 3

* Grande largeur de chaque cavalier : 2f = 48 mm
* Petite largeur de chaque cavalier : 2e = 8 mm
* Périodicité de l'écran (distance séparant les axes de deux cavaliers successifs) 2g = 50 mm ou 100 mm
* Epaisseur de l'écran (moyenne) : ε_{ED} = 6 mm
* Distance séparant l'axe de la maquette du début de la découpe : 128 mm $\leqslant$ h $\leqslant$ 185 mm
* Hauteur de l'écran au-dessus du conducteur de retour c = 31 mm ou 43 mm

II.3.b) Ecran en T à deux nappes

Nous avons également testé un système très fermé formé de deux nappes de T inverses et disposées en quinconce (figure 2b). Chaque cavalier est d'une largeur constante. L'avantage d'un écran très épais et massif est de permettre de le refroidir en y établissant une circulation d'eau. Ses dimensions caractéristiques sont rassemblées ci-dessous :

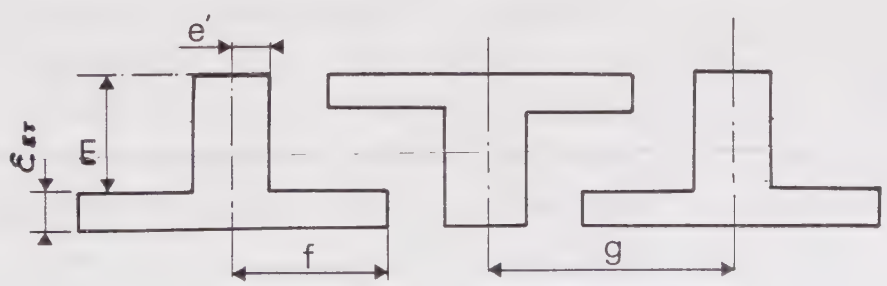


Table 4

★ Largeur de chaque cavalier (barre du T) 2f = 20 mm
★ Epaisseur de la jambe du T : 2e' = 7 mm
★ Périodicité de l'écran, 2g = 33 mm
★ Distance séparant les deux nappes : E = 7 mm
★ Epaisseur de la barre du T : ε_{ET} = 2 mm
★ Hauteur de la première nappe au-dessus du conducteur de retour c = 43 mm

II.4 - Mesures effectuées

Nous avons essentiellement mesuré deux caractéristiques de la maquette dans ses différentes configurations :

★ L'impédance d'entrée de celle-ci en fonction de la fréquence (nous avons déjà mentionné les précautions prises afin de minimiser possibilité d'une impédance parasite au niveau de l'alimentation).

★ Le champ magnétique rayonné transversalement dans le plan de symétrie de l'antenne, : $B_z(x,y,z = 0)$. Au cours de cette mesure, nous avons systématiquement contrôlé l'amplitude de l'onde de tension-courant incidente dans la ligne d'alimentation, qui, jointe aux mesures d'impédance, permet de remonter à la tension appliquée sur l'antenne.

Le banc de mesure (figure 3) est constitué d'un rail de guidage fixe autorisant à la maquette un déplacement le long de son axe de symétrie : $\vec{y}$. Le rail est solidaire d'un bâti en matériau isolant supportant la sonde destinée aux mesures de champ qui peut être placée en un point quelconque du plan $(\vec{x} \times \vec{z})$ perpendiculaire à l'axe du déplacement. Un potentiomètre linéaire suivant le mouvement de la maquette débite une tension proportionnelle à son éloignement d'une référence choisie, permettant ainsi le guidage de la plume d'une table traçante.

III. - RESULTATS EXPERIMENTAUX

III.1 - Mesure des caractéristiques linéiques

★ La théorie des lignes de transmission enseigne qu'une ligne à bandes parallèles parfaite, de longueur l, fermée sur une impédance quelconque $\mathcal{Z}_u(\nu)$, présente, à la fréquence ν , une impédance d'entrée égale à :[3]

$$\mathcal{Z}(\nu) = \frac{\mathcal{Z}_u(\nu)\cos(\beta\nu) + j\,\mathcal{Z}_c \sin(\beta\nu)}{j(\mathcal{Z}_u(\nu)/\mathcal{Z}_c)\sin(\beta\nu) + \cos(\beta\nu)}$$

avec $\beta = 2\pi l (L_l C_l)^{1/2}$ et $\mathcal{Z}_c = \left(\frac{L_l}{C_l}\right)^{1/2}$

L_1 étant la self inductance linéique de la ligne de transmission, et C_1 sa capacité linéique.

Par conséquent, pour une ligne ouverte, $\mathcal{Z}_u(\nu) \longrightarrow \infty$ et

$$C_l = \lim_{\nu \to 0} \frac{j}{2\pi\nu l\, \mathcal{Z}(\nu)}$$

De même, pour une ligne court-circuitée, $\mathcal{Z}_u(\nu) = 0$ et

$$L_l = \lim_{\nu \to 0} \frac{\mathcal{Z}(\nu)}{j 2\pi\nu l}$$

Mesurant l'impédance d'entrée de la maquette aux basses fréquences (★) nous avons ainsi pu déterminer les caractéristiques linéiques de celle-ci dans plusieurs configurations.

(★) Le terme basse fréquence signifie ici : toute fréquence dont la longueur d'onde associée est très grande devant la longueur géométrique de la maquette. Pratiquement il nous a semblé que le meilleur compromis consistait à faire les mesures dans la bande comprise entre 0.5 MHz et 15 MHz. Vis-à-vis de l'effet de peau, nous sommes donc bien dans le domaine des hautes fréquences.

III.1.a) Antenne nue - Accord avec la théorie

★ Nous avons mesuré de cette manière les valeurs des caractéristiques linéiques de la maquette sans aucune superstructure dans deux configurations : b = 20 mm et b = 32 mm.

Nous avons obtenu :

b = 20 mm et a = 125 mm $\quad L_e = 1.25\ 10^{-7}$ H/m
$\quad C_e = 1.7\ 10^{-10}$ F/m

b = 32 mm et a = 125 mm $\quad L_e = 1.73\ 10^{-7}$ H/m
$\quad C_e = 1.24\ 10^{-10}$ F/m

★ La valeur théorique de la capacité est donnée par [4]

$$C_l = 2\varepsilon_0 \left[\frac{a}{b} + \frac{1}{\pi} \left(1 + \log_e \left(\frac{\pi a}{b} + 1 \right) \right) \right]$$

En considérant un conducteur de retour infini. Soit :

$C_1 = 1.33\ 10^{-10}$ F/m $\quad$ pour b = 20 mm
$C_1 = 0.89\ 10^{-10}$ F/m $\quad$ pour b = 32 mm.

soit dans les deux cas : C_1 Mesurée - C_1 Théorique = $0.36\ 10^{-10}$ F/m.

De même, la valeur théorique de la Self Inductance est donnée par :

$$L_l = \frac{1}{C_0^2}\ C_l^{-1}$$

C_0 étant la vitesse de la lumière dans le vide.

Soit : $L_1 = 0.83\ 10^{-7}$ F/m $\quad$ pour b = 20 mm
$\quad L_1 = 1.25\ 10^{-7}$ F/m $\quad$ pour b = 32 mm.

Ici encore, la différence est importante :

L_1 Mesurée - L_1 théorique = $0.42\ 10^{-7}$ H/m pour b = 20 mm
L_1 Mesurée - L_1 théorique = $0.48\ 10^{-7}$ H/m pour b = 32 mm.

★ Les formules utilisées sont valables quand la condition a ≫ b est vérifiée et devraient donner les valeur réelles à 4 % près dans le cas limite ou $\frac{a}{2} = b$ [41]. Les écarts que nous observons ici sont beaucoup trop importants pour être imputables à des erreurs de mesure et sont vraisemblablement dus à la contribution de l'alimentation de l'antenne. En effet, la maquette est excitée par un cable coaxial de très petit diamètre devant la largeur du conducteur central. Le courant doit se répartir transversalement sur celui-ci, créant une perturbation s'étendant sur une longueur typiquement de l'ordre de la largeur du conducteur, soit 250 mm, soit encore près de 50 % de la longueur totale de la maquette. Celle-ci ne peut donc rigoureusement obéir aux lois déduites de la théorie des lignes que sur la moitié de sa longueur. Signalons aussi que nous avons négligé la contribution du court-circuit qui, tel qu'il est conçu, contribue de façon non négligeable à la self. A l'appui de notre hypothèse, mentionnons les mesures faites sur les éléments rayonnants des antennes utilisées sur TFR : pour un premier type d'antenne, pour lequel 2a ≃ 1, les perturbations relatives se sont avérées être de près de 80 % alors que pour la deuxième catégorie, pour laquelle 2a ≃ 0.10 l, celles-ci ne sont plus élevées qu'à 20 %.

III.1.b) Influence des limiters

Dans cette configuration, il n'y a pas d'écran électrostatique, b = 20 mm et nous avons utilisé deux limiters de hauteurs différentes, c' = 40 mm et c' = 130 mm. Les résultats obtenus en fonction de d, distance du limiter à l'axe de la maquette, pour la plus petite hauteur (40 mm) sont représentés figure 4. Les mesures relatives aux limiters de hauteur 130 mm seront discutés dans le paragraphe III-2-d Il faut noter que la distance plasma-nappe de courant étant un paramètre critique, c' doit être le plus proche possible de c, afin de diminuer l'étendue de la zone d'evanescence de l'onde (non propagative dans le vide). Il est remarquable que le produit $L_1 \times C_1$ soit constant avec ou sans limiters, quelque soit d, tout au moins dans la gamme de distance que nous avons explorée. Ceci signifie que le flux total rayonné par l'antenne et par unité de tension appliquée entre les deux conducteurs est constant : l'augmentation de capacité (permettant un courant plus important pour une tension donnée) compense la diminution de la self, c.a.d. du flux total rayonné par unité de longueur.

III.1.c) Influence de l'écran électrostatique

★ Ecran en T

★ Nous avons effectué une série de mesures dans la configuration : b = 32 mm et d : 160 mm. La variation de capactié linéique est donnée en fonction de l'espacement des cavaliers figure 5a ; en fonction du pourcentage de la surface du conducteur central recouverte figure 5b. Ces mesures ont été faites en n'utilisant que la première nappe de l'écran. On remarquera que l'accroissement de capacité est proportionnel au pourcentage de surface recouverte, mais la pente varie avec le type d'écran utilisé et ne correspond pas à celle calculée en négligeant les bords.

La self inductance est quasi indépendante de la présence de l'écran électrostatique : on observe une variation de 4 % entre la valeur sans écran (seulement les limiters) et celle obtenue avec la première nappe complète.

★ Les valeurs obtenues avec l'écran complet (2 nappes) et avec les seuls limiters sont données ci-dessous.

Table 5

	1 nappe	2 nappes	Limiters seuls
L_1	$1.63\ 10^{-7}$ H/m	$1.48\ 10^{-7}$ H/m	$1.69\ 10^{-7}$ H/m
C_1	$6.53\ 10^{-10}$ F/m	$7.43\ 10^{-10}$ F/m	$1.28\ 10^{-10}$ F/m

★ Influence de la largeur des cavaliers

Il ressort du paragraphe que la self inductance paraît peu influencé par la présence de l'écran électrostatique. Nous avons cherché à déterminer comment évoluait la self inductance avec la largeur des cavaliers, la distance séparant ceux-ci étant fixée. (L'écran étant constitué de cavaliers de faible épaisseur et de largeur constante). Ces mesures ont été faites avec b = 20 mm et d = 160 mm. Les résultats

obtenus sont représentés figure 6 : la self inductance semble d'abord diminuer à peu près linéairement avec la largeur du cavalier tant que celle-ci reste inférieure à environ 100 mm (ce qui correspond à $\Delta L_1 / L_1 = 20$ %) pour se stabiliser à 60 % environ de la valeur sans écran, quand le conducteur central est complètement recouvert d'un écran continu.

★ Ecran à découpes

Dans cette configuration, la distance séparant les deux conducteurs est b = 20 mm pour une hauteur de limiter c' = 50 mm. Les résultats sont donnés dans le tableau 6. Les valeurs de la self inductance correspondant à d = 160 mm sont à comparer avec le premier point (2f = 48 mm) de la courbe de la figure 6. On rappelle que g est la demi-période de l'écran.

Table 6

d(mm)	2g(mm)	h(mm)	L_1 (H/m)	C_1 (F/m)
185	50	128	$1.2 \quad 10^{-7}$	$6.5 \quad 10^{-10}$
185	50	185	$1.16 \quad 10^{-7}$	$6.5 \quad 10^{-10}$
160	50	128	$1.15 \quad 10^{-7}$	$6.6 \quad 10^{-10}$
160	50	160	$1.05 \quad 10^{-7}$	$6.6 \quad 10^{-10}$

On remarque que la capacité linéique est indépendante de la présence de la découpe des cavaliers. La self inductance n'est affectée par celle-ci que dans la mesure où les limiters sont proches du conducteur central, ou le rapport f/g proche de 1. Par exemple, avec d = 160 mm, la présence de la découpe sur les cavaliers augmente de façon appréciable la self inductance pour une largeur de cavalier 2f = 48 mm et une distance intercavaliers 2(g-f) = 2 mm mais est de peu d'effet pour 2f = 20 mm et 2(g-f) = 13 mm (se référer au paragraphe sur l'écran en T) et, pour d = 185 mm, elle ne présente d'utilité pour aucun des deux types d'écran. On pourrait donner l'image suivante : le champ magnétique a besoin d'une certaine surface libre pour sortie de la structure, et il existe des valeurs critiques des paramètres de l'écran au-delà desquelles la découpe devient inutile, la self inductance n'étant

plus notablement diminuée par la présence de l'écran électrostatique.

III.1.d) Evolution des caractéristiques linéiques avec la fréquence

L'évolution de l'impédance d'entrée de la maquette dans l'hypothèse où celle-ci se comporte comme une ligne de transmission parfaite de longueur l court-circuitée à l'une de ses extrêmités est :

$$\underline{Z}(\nu) = j Z_c \, tg(\beta \nu)$$

Les résonances de la maquette devraient être séparées par des intervalles de fréquence $\Delta\nu$ constants. Sur la figure 7, nous avons représenté l'évolution de l'impédance d'entrée $\underline{Z}(\nu)$ avec la fréquence dans les deux cas suivants :

d = 141 mm et d = 163 mm

les autres paramètres étant fixés :

a = 125 mm	e = 4 mm
b = 20 mm	f = 24 mm
c = 30 mm	g = 25 mm
c' = 50 mm	h = 128 mm.

Dans les deux cas, l'intervalle séparant les deux premières résonances ($\lambda/4$ et $\lambda/2$) vaut environ 0.4 fois la fréquence correspondant à la première résonance ($\lambda/4$). Nous n'avons montré ici que deux courbes, mais ce comportement est systématique pour toutes les configurations étudiées. Il est possible que cet effet soit lié à l'excitation des modes d'ordre supérieur de l'antenne.[5]

III.1.e) Conclusions

Dans la plage de dimensions à l'intérieur de laquelle nous avons pu faire varier les paramètres des limiters et des écrans, nous avons pu mettre en évidence :

i) La faible dépendance de la self vis-à-vis de l'écran électrostatique, tant que les cavaliers de celui-ci ne sont pas trop larges.

ii) L'augmentation de la capacité proportionnellement à la surface recouverte par l'écran électrostatique, la constante de proportionalité variant selon les caractéristiques de l'écran.

iii) La variation corrélée de la self inductance et de la capacité due à la présence des limiters de telle sorte que le produit $L_1 \times C_1$ reste constant.

iv) La possibilité d'augmenter la self inductance par une découpe de la partie externe de chaque cavalier, cette opération étant sans effet important sur la capacité.

v) La forte influence des extrêmités de l'antenne sur les caractéristiques électriques de celle-ci.

III.2 - Transparence des superstructures au champ magnétique

Nous nous proposons ici de comparer les valeurs du champ magnétique $B_z(x,y,z = 0)$, dans le plan de symétrie de la maquette, sortant de celle-ci pour différentes configurations des superstructures complétant l'élément rayonnant. Le paramètre caractéristique de la transparence de l'écran au champ sera obtenu pour un courant moyen sur le conducteur central constant dans tous les cas de figure étudiés. Le montage de la sonde et la chaine de mesure nous imposent d'autre part de faire toutes les expériences à la fréquence ν_o = 60 MHz.

III.2.a) Détermination du courant dans le conducteur central

★ Il n'est pas possible d'obtenir un signal proportionnel au courant maximum circulant dans l'antenne en plaçant une boucle magnétique entre les deux conducteurs au niveau du court-circuit : la distribution transversale du courant sur une section de la maquette étant différente dans chaque configuration, le coefficient de proportionnalité entre le signal délivré par la sonde et le courant de court-circuit est différent dans chaque cas.

★ Toutes les mesures ont été faites en gardant constante l'amplitude V_i de l'onde de tension-courant incidente dans la ligne d'alimentation. Les pertes le long de l'antenne étant négligeables, la tension réfléchie V_R sera égale à la tension incidente et la tension maximale sur la ligne d'alimentation V_{MAX} égale à la somme des deux : $V_{MAX} = V_R + V_i = 2V_i$.

La tension d'entrée de la maquette V_E peut alors se déduire de l'impédance de l'antenne et de la valeur de V_i :

$$V_E = \frac{2V_i}{\cos\phi + \phi \sin\phi}$$

avec $$\phi = \text{Arctg}\left(\frac{jZ_o}{Z(\nu_o)}\right)$$

Z_o étant l'impédance caractéristique de la ligne d'alimentation.

Nous avons mentionné au paragraphe III.1.d que les paramètres Z_c et β de l'antenne étaient des fonctions de la fréquence Il a été possible de déterminer les valeurs Z_{co} de l'impédance caractéristique de la maquette et β_o de son paramètre de propagation à la fréquence ν_o à partir des courbes figure 7 donnant la variation de l'impédance d'entrée avec la fréquence. Nous avons cherché quelles étaient les nombres A et B approximant au mieux la courbe expérimentale (au sens des moindres carrés) par une fonction de la forme : $f(\nu) = \text{Atg}(B\nu)$ dans un intervalle de fréquence donné. On peut alors calculer la distribution longitudinale de courant sur le conducteur central.

Le courant d'entrée a pour valeur

$$I_E = \frac{V_E}{Z(\nu_o)}$$

On en déduit le courant au niveau du court-circuit :

$$I_o = \frac{I_E}{\cos(\beta_o \nu_o)}$$

(la distribution longitudinale de courant I(y) s'écrivant $I(y) = I_o \cos\left(\beta_o \nu_o \frac{y}{\ell}\right)$) et le courant moyen circulant dans la

maquette :

$$\langle \dot{I} \rangle = \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} I(y)\, dy = I_0 \frac{\sin(\beta_0 v_0)}{\beta_0 v_0}$$

III.2.b) Profil du champ rayonné

★ Nous avons reproduit sur la figure 8 les courbes donnant B_z (x = 55 mm, y, z = 0) dans les trois cas suivants :

1/ Antenne nue, b = 32 mm

2/ Antenne équipée de l'écran en T.

3/ Antenne équipée de la première nappe de l'écran en T
b = 32 mm, d = 160 mm, 2(g-f) = 13 mm et 2f = 20 mm.

On remarque :

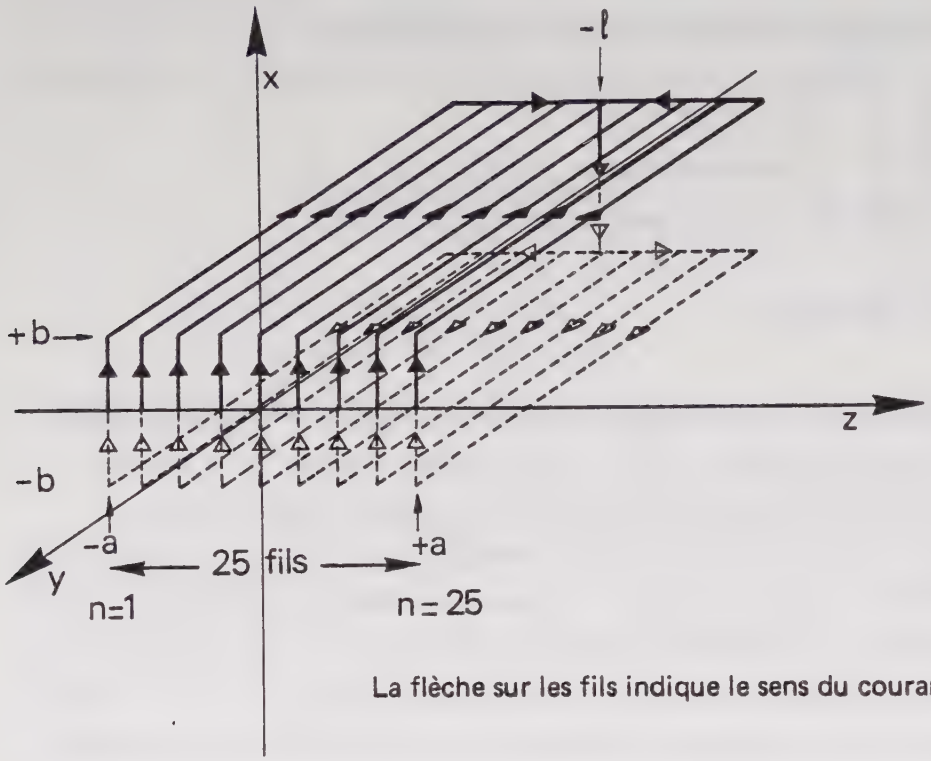
i) Le pic inexpliqué situé au niveau du bord du conducteur central dans le cas de l'antenne nue (courbe ①). Il ne semble pas qu'il s'agisse d'une contribution électrique, le signal s'inversant de la même manière que le champ magnétique lors d'une rotation de π de la boucle. Il est cependant difficile d'imaginer un courant contribuant aussi intensément au champ B_z juste à l'aplomb de la limite du conducteur.

ii) L'augmentation de la capacité introduite par l'écran électrostatique. Celle-ci se traduit par deux phénomènes : le déplacement vers le court-circuit du maximum de signal, traduisant le fait que la longueur électrique de l'antenne augmente à fréquence donnée quand on ferme progressivement la structure, et la croissance du module de ces maxima suivant l'augmentation du courant dans le conducteur central, à tension incidente constante sur la ligne d'alimentation.

iii) La modulation du champ due à la présence des cavaliers. Celle-ci, très visible sur la courbe ③ (écran en T, 1 nappe), a presque complètement disparu pour l'écran complet (courbe ②) qui comporte alors deux nappes.

★ Nous avons cherché à rendre compte de l'allure et de l'évolution avec x des courbes de champ B_z rayonné par le modèle simple suivant utilisant la technique des courants images pour rendre compte du conducteur de retour infini (les calculs sont développés dans l'Annexe A).

· Nous avons modélisé la maquette par un réseau de 25 fils de direction y répartis uniformément selon z dans l'intervalle [- a, + a] en tenant compte de l'alimentation et du court-circuit (se reporter à la figure ci-dessous).



La flèche sur les fils indique le sens du courant.

- Les fils simulant le conducteur central et son image portent un courant égal à : $I_{yn}(\varepsilon) = -\varepsilon\, i_n \cos\left(\beta v\, y/\ell\right)$
  avec $\varepsilon = +1$ pour le conducteur central, -1 pour son image.
  Les valeurs de i_n sont déterminées à partir d'un calcul électrostatique rendant compte des effets de bords.[6]
- chaque fil du court-circuit joignant les deux $n^{ième}$ fils du conducteur central et de son image porte un courant

$$I_{xn} = i_n$$

- Quant au courant supporté par le fil d'alimentation, il a pour valeur :

$$I_x = -\sum_n i_n \cos(\beta v) = -I_0 \cos(\beta v)$$

Remarques:

i) Ce calcul n'est rigoureusement utilisable que dans l'hypothèse où toutes les longueurs mises en jeu sont très petites devant la longueur d'onde à la fréquence considérée. Dans le cas présent (ν_0 = 60 MHz), $l/\lambda_0 = 0.1$.

ii) Il n'est pas nécessaire de tenir compte des courants de répartition (dirigés selon z) du courant d'alimentation sur le conducteur central pour le calcul du champ B_z, ceux-ci ne contribuant pas à cette composante du champ magnétique. De plus, le trajet réel suivi par les filets de courant est sans doute assez différent de celui considéré ici.

- On appelle $B_z^{n,\varepsilon}(x_0, y_0, o)$ la contribution au champ B_z en (x_0, y_0, o) du $n^{ième}$ fil du conducteur central ou de son image.
- Le $n^{ième}$ fil du court-circuit contribuera de même pour une part $B_z^n(x_0, y_0, o)$
- Appelons $B_z^a(x_0, y_0, o)$ la correction due à l'alimentation. Le champ total $B_z(x_0, y_0, o)$ peut alors s'écrire :

$$B_z(x_0, y_0, o) = \sum_n \left(B_z^n + \sum_\varepsilon B_z^{n,\varepsilon} \right) + B_z^a$$

★ Nous avons représenté figure 9 les courbes obtenues avec l'antenne nue dans le configuration b = 20 mm, pour différentes valeurs de x_0: 55 mm, 115 mm et 200 mm, et pour y_0 appartenant à l'intervalle [- 700 mm, 200 mm] ainsi que les valeurs expérimentales correspondantes, normalisées en 1 point aux courbes calculées.

Hormis l'absence attendue du pic situé en y_0 = 500 mm sur les courbes théoriques, on remarque le bon accord entre le calcul et l'expérience, et surtout la concordance de la position des maxima pour chaque valeur de x_0 représentée. Cela signifie que la distribution de courant sur le conducteur central suit bien une loi de la forme :

$$I(y) = I_0 \cos\left(\beta_0 \nu_0 \frac{y}{l}\right)$$

β_0 étant le paramètre de propagation dépendant de la fréquence et déduit de la variation de l'impédance d'entrée de la maquette avec celle-ci comme indiqué au paragraphe (III.2.a). Sur la figure 10 est représentée la position du maximum prévue par le calcul en fonction de la longueur électrique $\beta_0 \nu_0$ de l'antenne. Dans toutes les configurations étudiées, les positions calculées et observées des maxima n'ont jamais différé de plus de quelques degrés. Il est donc parfaitement légitime de décrire l'antenne par les coefficients linéiques $C_1(\nu_0)$ et $L_1(\nu_0)$ dans une bande de fréquence $\Delta\nu$ centrée autour de ν_0 (cette condition est nécessaire pour pouvoir mesurer la variation avec la fréquence de la résistance linéique introduite par le couplage de l'onde au plasma).[7]

III.2.c) Influence des superstructures sur le module du champ rayonné

Les résultats qui suivent tendent à interpréter les courbes de champ rayonné en termes de transparence de l'écran au champ magnétique.

Il faut comparer dans les différentes configurations les valeurs de la quantité

$$\Phi_u = \int_{C'} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} B_z(x_0, y_0, 0)\, dy_0 \right) dx_0$$

qui est le flux total rayonné par la maquette au-dessus des limiters, c.a.d. le flux effectivement disponible pour irradier le plasma.

★ Définition des coefficients $\eta(V_{MAX})$; $\eta(V_E)$ et $\eta(\langle I \rangle)$

- Le flux Φ_u est avant tout déterminé par la tension maximale qu'il est possible d'appliquer sur l'ensemble du système sans encourir des risques importants de claquage. Selon le point le plus sensible il s'agira soit de la tension V_E à l'entrée de l'antenne (pour peu que celle-ci ait une longueur électrique inférieure à 90°), soit de la tension V_{MAX} sur la ligne d'alimentation (qui est la grandeur la plus facilement mesurable).

$$\eta_i(V_{MAX}) = \left(\frac{\Phi_u^i}{\Phi_u^0} \right)_{V_{MAX} = \text{cste.}}$$

Φ_u^i étant le flux utile rayonné par l'antenne dans la configuration i

Φ_u^o le flux utile rayonné par l'antenne nue.

Cette grandeur présente l'inconvénient de dépendre de la ligne d'alimentation : le champ magnétique rayonné est en effet proportionnel au courant circulant sur le conducteur central qui est fonction, à tension maximale constante sur la ligne, de l'impédance caractéristique de celle-ci. Il présente l'avantage d'être le plus directement accessible et par conséquent le moins sensible aux imperfections des mesures.

- On peut s'affranchir de la ligne d'alimentation en normalisant le flux utile à la valeur de la tension d'entrée de la maquette, c'est-à-dire caractériser la transparence par le coefficient :

$$\eta_i(V_E) = \left(\frac{\Phi_u^i}{\Phi_u^o}\right)_{V_E = \text{cste.}}$$

On obtient ainsi une grandeur décrivant l'influence des superstructures en fonction des caractéristiques de l'antenne seule. Notons toutefois que $\eta_i(V_E)$ n'est pas indépendant de la longueur électrique de la maquette du fait de la relation liant V_E et $I(y)$. Ceci est gênant dans la mesure où les coefficients linéiques L_1 et C_1 ne sont pas définis de façon univoque quand les dimensions de l'élément rayonnant, de l'écran et des limiters sont fixées. On peut en effet adjoindre au conducteur central une capacité distribuée le long de celui-ci qui laisse L_1 inchangée mais modifie notablement C_1.[8] Ce moyen d'action sur la longueur électrique d'une antenne de longueur géométrique imposée (par son environnement dans la machine) permet d'optimiser la jonction "antenne-ligne d'alimentation". Le coefficient $\eta_i(V_E)$ est donc sensible à la présence de cette capacité alors que la transparence de l'écran au champ magnétique n'en dépend pas (les paramètres entrant en jeu sont : les dimensions caractéristiques des cavaliers et l'éloignement des superstructures du conducteur central). Signalons également que, du fait de la jonction "bandes //, Coaxial" au niveau de l'entrée de l'antenne, la détermination de V_E est très délicate.

- La simple expression de la loi de Laplace

$$\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi} \int \frac{\vec{I\,d\ell} \wedge \vec{R}}{R^3}$$

montre que l'intégrale du champ magnétique le long d'une droite x = cste du plan de symétrie de la maquette est égale à l'intégrale le long de la même droite du champ créé par le courant moyen $< I >$ circulant sur le conducteur central. Le paramètre le plus fondamental par lequel on puisse caractériser la transparence d'un écran est donc :

$$\eta_i(\langle I \rangle) = \left(\frac{\Phi_u^i}{\Phi_u^o} \right)_{\langle I \rangle = \text{cste}}$$

Ce coefficient est indépendant de la longueur électrique de la maquette sur laquelle les mesures ont été effectuées (on trouverait la même valeur à partir d'expériences faites sur une ligne infinie et adpatée). Sa détermination suppose toutefois la connaissance précise de V_E et β_o v_o et la combinaison des imprécisions sur ces deux paramètres conduit à des barres d'erreur importantes.

★ <u>Calcul de</u> Φ_u^i :

Pour déterminer les coefficients de transparence, il est nécessaire de pouvoir estimer $\Phi_u = \int_{c'} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z \, dy_o \, dx_o = \int_{c'}^{+\infty} F_u(x_o) \, dx_o$ à partir de la connaissance du champ magnétique dans une petite région autour de la maquette (figure 9).

Le calcul de l'intégrale $\int_{y_o=-700}^{y_o=+200} B_z \, dy_o$ donne une très bonne approximation de la valeur de $F_u(x_o)$, le signal s'écrasant très rapidement pour $y_o \geqslant 200$ mm ou $y_o \leqslant -500$ mm. Ceci permet de connaître expérimentalement les valeurs de $F_u(x_o)$ jusqu'à une hauteur x_R (*) = 290 mm au-dessus du conducteur de retour. On peut alors décomposer Φ_u en

$$\Phi_u = \int_{c'}^{x_R} F_u(x_o) \, dx_o + \int_{x_R}^{+\infty} F_u(x_o) \, dx_o$$

Le premier terme $\int_{c'}^{x_R} F_u(x_o) \, dx_o$ se calcule encore une fois facilement. quand au second terme, on peut l'évaluer en remarquant que $F_u(x_o)$ est proportionel à x_o^{-2} quand x_o tend vers l'infini. Il vient alors :

$$\Phi_u = \int_{c'}^{x_R} F_u(x_o) \, dx_o + X_R . F_u(x_R)$$

---

* x_R est la distance à partir de laquelle le champ magnétique Rayonné est trop faible pour que le signal de soude sorte du bruit.

III.2.d) Influence des limiters - Evolution en fonction de la largeur du conducteur central

Nous avons représenté figure 11 l'évolution de $F_u(x_o)$ en fonction de la hauteur au-dessus du conducteur de retour, pour une tension maximale constante sur la ligne d'alimentation et dans la configuration b = 20 mm et d = 160 mm, les trois cas représentés étant :

1 : Antenne nue

2 : Limiter de 50 mm de hauteur

3 : Limiter de 130 mm de hauteur

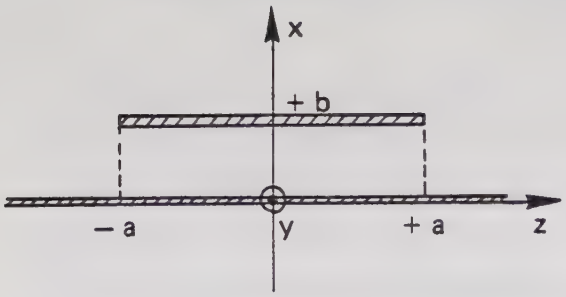
★ Les valeurs du flux utile déduites des courbes (1) et (2) sont très semblables et ne permettent pas de mettre en évidence un éventuel blindage dû aux limiters. D'autre part, on remarque sur la courbe (3) une rupture de pente pour $x_o = c'$, traduisant le confinement du champ magnétique entre les deux parois métalliques des limiters pour $x_o \leqslant c'$. A défaut de comparer les flux utiles, nous pouvons comparer les flux totaux en remarquant que la concentration du champ en dessous de la valeur critique $X_o = C'$ nous conduit à ne déterminer qu'une borne supérieure à la transparence :

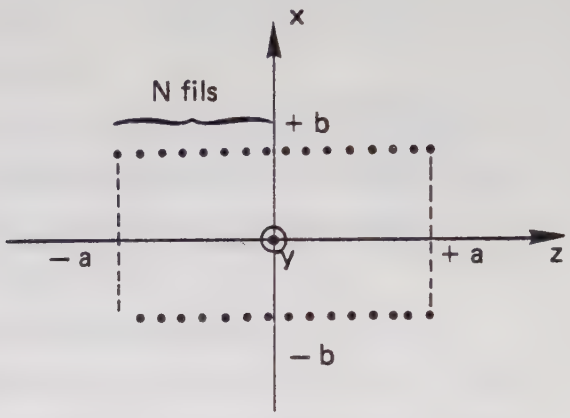
Soit : $$\mathcal{T}_i(\langle I \rangle) \leqslant \frac{\Phi^i_{Total}}{\Phi^o_{Total}} = \frac{L^i_\ell(\nu_o)}{L^o_\ell(\nu_o)}$$

	$L^i_1(\nu_o)/L_1(\nu_o)$
Limiter de 50 mm	0.97
Limiter de 130 mm	0.95

★ Afin d'étudier plus finement les perturbations liées aux limiters, nous avons été amenés à développer un modèle permettant de calculer la diminution du flux utile et le coefficient de transparence à courant constant (les calculs sont développés dans l'annexe B).

- Considérons une ligne infinie et adaptée ; de la même manière qu'au paragraphe III.2.b, nous pouvons simuler le conducteur central par 2N fils de direction y, et le conducteur de retour par un courant image placé en x = - b :





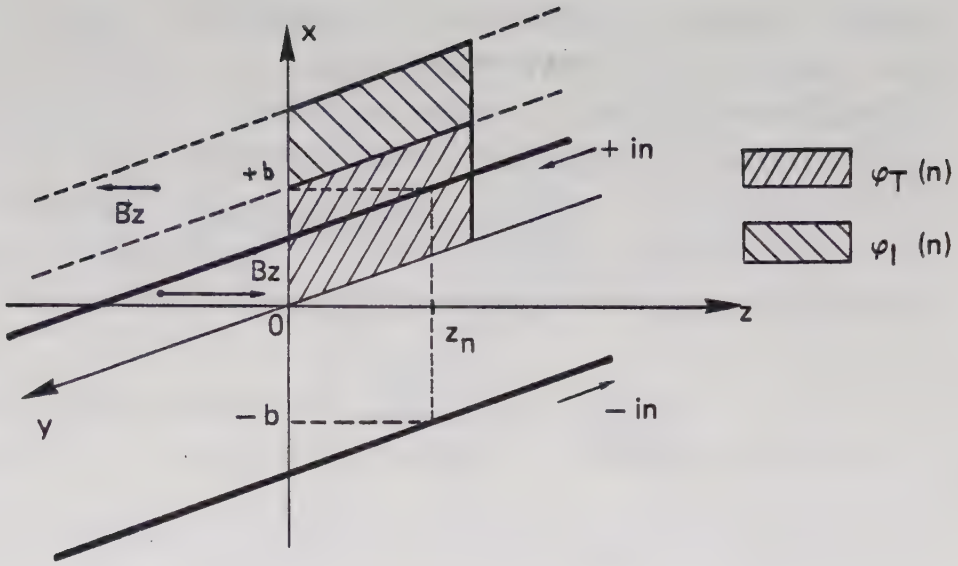
Le fil positionné en z_n est porteur d'un courant de module i_n (dirigé selon les y positifs sur le conducteur central, selon les y négatifs sur son image). Utilisant le théorème de superposition, on calcule facilement le flux total linéique de l'élément rayonnant.

$$\Phi_T^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \varphi_T(z_n)$$

$\varphi_T(z_n)$ étant le flux du champ magnétique généré par la paire "Courant de conducteur central, courant image" positionnée en z_n dans une surface située dans le plan z = 0, de longueur unité selon y, et limitée en x par les droites x = 0 et x = b. De même, le flux utile peut alors s'écrire :

$$\Phi_u^\circ = - \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \left[\varphi_T(z_n) + \varphi_i(z_n) \right]$$

$\varphi_i(z_n)$ étant le flux du champ magnétique dans la surface limitée en x par les droites x = b et x = c'.



Nous pouvons alors calculer la self-inductance linéique de la ligne :

$$L_\ell^\circ = \frac{|\Phi_T^\circ|}{I^\circ} \qquad \text{avec} \qquad I^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} i_n$$

Et, si nous appelons $v(z_n)$ la différence de potentiel crée entre les droites x = 0 et x = b dans le plan z = 0 par une paire de courants située en z_n, la tension devant être appliquée entre les deux conducteurs pour y faire circuler le courant I° s'écrira :

$$V^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} v(z_n)$$

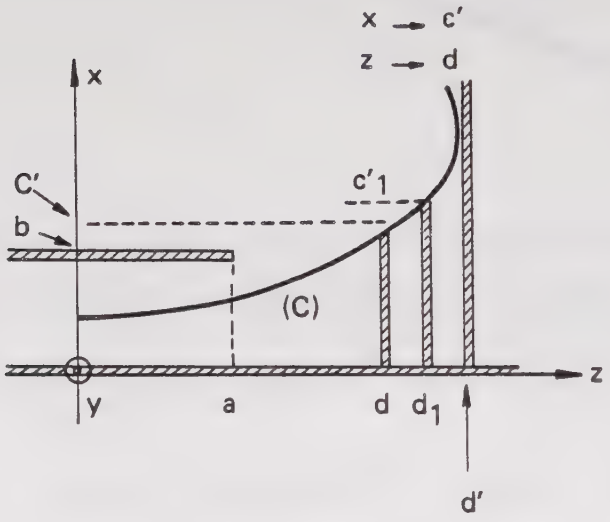
et la capacité linéique :

$$C_\ell^\circ = L_\ell^\circ \left(\frac{I^\circ}{V^\circ}\right)^2$$

Bien entendu, les valeurs obtenues par ce moyen pour les coefficients linéiques Cl et L_1 sont identiques à celles données par les formules de la théorie des lignes de transmission.

- L'efficacité d'un limiter peut, avec une bonne approximation, être considérée comme déterminée par le flux généré par l'élément rayonnant seul et intercepté par celui-ci. Autrement dit, si V(c',d) est le potentiel crée par l'antenne nue à l'extrêmité du limiter (x = c' & z = d), (les lignes de champ magnétique suivent les équipotentielles de l'analogie électrostatique) un limiter de hauteur c' et placé en z = d aura un effet très semblable à un limiter de hauteur c'_1 et placé en z = d_1 pourvu que V(c',d) = $V(c'_1,d_1)$. Ceci nous amène à considérer sans grande perte de précision le limiter infini si l'équipotentielle présente une tangente verticale à l'extrêmité de celui-ci.

$$\lim_{\substack{x \to c' \\ z \to d}} \frac{\partial V^{\circ}(x,z)}{\partial z} \to \infty \iff \text{limiter infini}$$



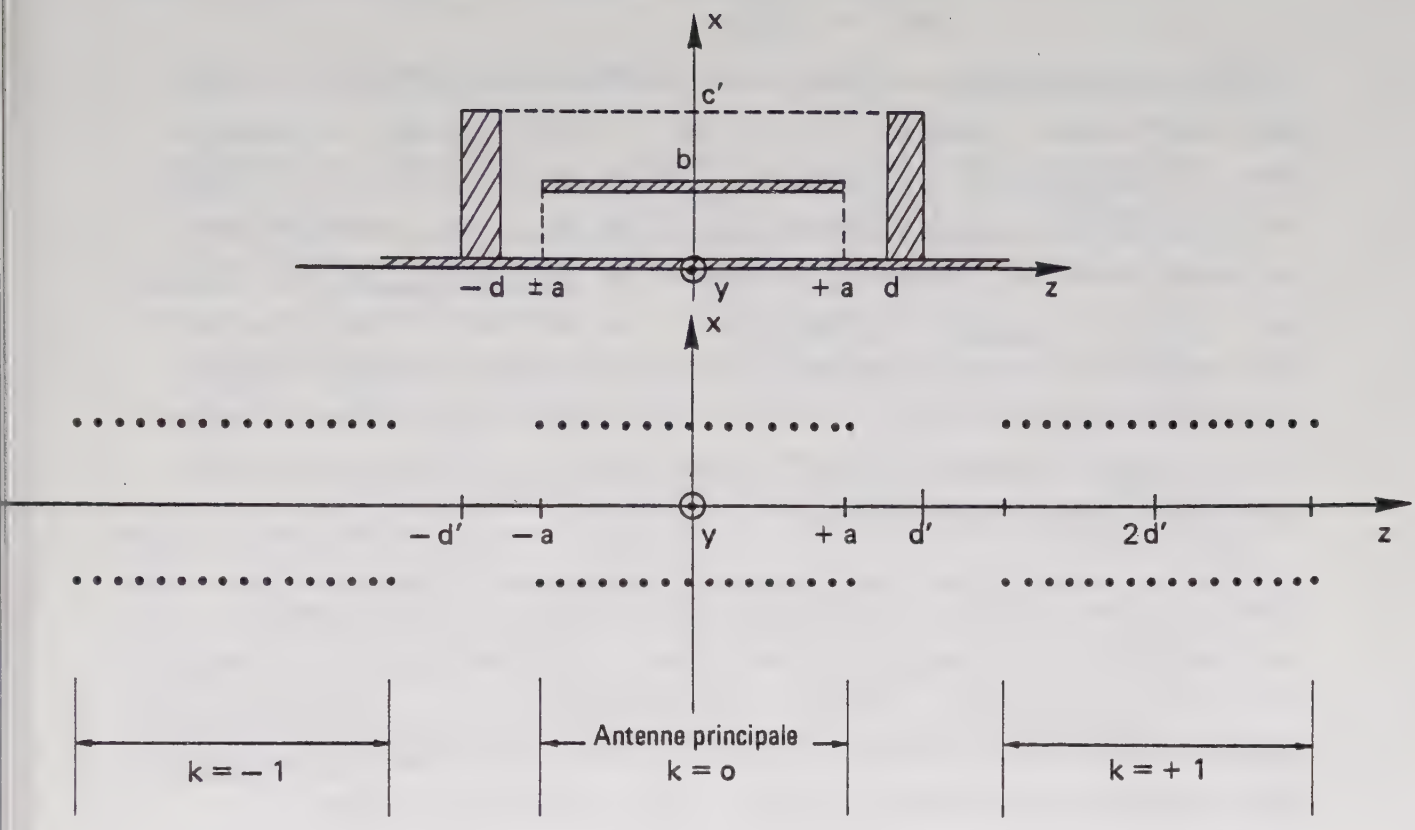
* La Courbe (C) est l'équipotentielle passant au sommet du limiter et calculée dans la configuration antenne nue.

* Le limiter réel de hauteur C' est situé en z = d est équivalent à un limiter de hauteur C'_1 placé et z = d_1 est très bien simulé par un plan métallique infini positionné en z = d'.

Certes, cette approximation nous conduit à surestimer le blindage dû au limiter réel, puisqu'une partie du flux s'étalera de l'autre côté de celui-ci pour remplir tout l'espace, même si la plaque métallique dépasse le point de tangence verticale de l'équipotentielle. Elle présente cependant l'avantage d'être très facilement modélisable et de donner une bonne approximation du comportement de l'antenne dans cette configuration. Considérons donc une suite d'images positionnées selon z, de périodicité égale à 2d', d' étant déterminé par la condition

$$V(x,d') = V(c',d)$$

et $\lim_{3 \to d'} \frac{\partial V(x,3)}{\partial 3} \to \infty$



Le profil des courants i'_n est différent dans ce cas de celui utilisé pour l'élément rayonnant seul. Il est alors aisé de généraliser les grandeurs introduites plus haut : [9]

$$\Phi_T^i = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n \neq o}}^{+N} \varphi_T(3_n + 2kd')$$

$$\Phi_u^i = -\sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n \neq o}}^{+N} \left[\varphi_T(3_n + 2kd') + \varphi_i(3_n + 2kd') \right]$$

$$V^i = \sum_{k=\infty}^{+\infty} (-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n \neq o}}^{+N} N(3_n + 2kd')$$

On obtient :

$$L_\ell^i = \left| \frac{\Phi_T^i}{I^i} \right| \quad \text{avec} \quad I^i = \sum_{\substack{n=-N \\ n \neq o}}^{+N} i'_n \quad \text{et} \quad C_\ell^i = L_\ell^i \left(\frac{I^i}{V^i} \right)^2$$

Nous pouvons alors calculer le coefficient de transparence :

$$\eta^i(I) = \frac{\Phi_u^i}{\Phi_u^o}$$

- Nous avons représenté figure 12 les courbes calculées de l'évolution des coefficients linéiques L_1 et C_1 de la ligne associée à la maquette dans la configuration b = 20 mm, c' = 40 mm en fonction de la distance d du limiter à l'axe de symétrie, ainsi que les points expérimentaux correspondants (cf. figure 4) translatés de $\Delta L_\ell = [L_\ell \text{ Mesurée} - L_\ell \text{ Calculée}]$ ou $\Delta C_\ell = [C_\ell \text{ Mesuré} - C_\ell \text{ Calculé}]$ de manière à faire coïncider les valeurs calculées et mesurées des coefficients linéiques relatifs à l'élément rayonnant seul (cf. III.1.a). Le bon accord entre le calcul et les points de mesure valide la modélisation du limiter par un plan métallique infini positionné en z = d'.

Sur la figure 13a est portée la courbe calculée de l'évolution de en fonction de d, la maquette étant dans la configuration b = 20 mm, c' = 50 mm. La valeur calculée pour d = 160 mm est $\eta(\langle I \rangle) = 0.90$. Notre modélisation du limiter nous conduisant à légèrement sous-estimer sa transparence au champ, la valeur réelle est comprise entre $0.90 \leqslant \eta(I) \leqslant 0.97$.

La courbe figure 13b représente l'évolution de $\eta(I)$ en fonction de a, demi largeur du conducteur central, la distance (d - a) séparant le limiter du bord du conducteur central restant constante. On remarque l'augmentation de la transparence au champ magnétique du limiter quand la largeur du conducteur central augmente. D'une façon générale, il semble que la diminution du flux disponible pour irradier le plasma ne constitue pas un obstacle à la mise en place de protections continues sur les flancs de l'élément rayonnant.

III.2.e) Influence des écrans électrostatiques

Comme indiqué au paragraphe III.2.c, nous avons calculé à partir des courbes de champ magnétique $B_z(x_o, y_o, o)$ les coefficients de transparence associés aux écrans.

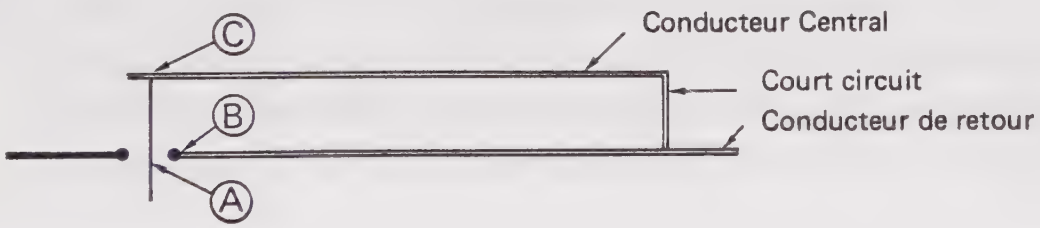
★ Ecran à découpes

Les courbes $F_u(x_o)$ à tension maximale constante sur la ligne d'alimentation sont données figure 14.

Nous avons obtenu :

	$\eta(<I>)$	$\eta(V_E)$	$\eta(V_{MAX})$
d = 160 mm, h = 128 mm	0.85 ± 0.12	1.33 ± 0.10	1.46 ± 0.04
d = 160 mm, h = 160 mm	0.50 ± 0.12	1.09 ± 0.10	1.11 ± 0.04

Les importantes barres d'erreur sur $\eta(V_E)$ et, par voie de conséquence, sur $\eta(<I>)$, sont dues à la difficulté de mesure de l'impédance d'entrée de la maquette en tenant compte de la jonction avec la ligne coaxiale : se reportant à la figure ci-dessous, il nous faut connaître l'impédance entre les points A et B alors que notre système de mesure ne nous permet de ne la connaître qu'entre les points B et C



Les deux points caractéristiques sont :

i) L'augmentation considérable de la transparence due à la présence des découpes sur les parties extérieures de l'écran.

ii) La relativement grande transparence au champ d'une structure extrêmement

fermée : dans le cas d = 160 mm, h = 160 mm, 50 % du flux total rayonné parvient à sortir de la maquette alors que seulement 4 % de la surface supérieure de l'antenne est libre pour le passage de celui-ci.

★ Ecran en T

Les courbes $F_u(x_o)$ à tension V_{MAX} constante sont données figure 15.

Les coefficient de transparence obtenus sont :

	$\eta(\langle I \rangle)$	$\eta(V_E)$	$\eta(V_{MAX})$
2 nappes	$0.5 \pm 0.1 \leq \eta \leq 0.7 \pm 0.1$	1.47 ± 0.05	1.95 ± 0.04
1 nappe	0.7 ± 0.2	1.42 ± 0.05	1.86 ± 0.04

La maquette étant dans ces deux configurations très proche de sa première résonance pour ν_o = 60 MHz, $V_E \approx V_{MAX}$ et la détermination de $\eta(V_E)$ s'en trouve considérablement améliorée. Par contre, le courant moyen $\langle I \rangle$ varie très rapidement pour une différence de quelques degrés de la longueur électrique, et rend très imprécise la détermination de $\eta(\langle I \rangle)$.

Compte tenu de l'augmentation de la surface blindée en x = c (au niveau de la première nappe) due aux jambages des T de la deuxième nappe (figure 2b), il semble qu'il n'y ait pas de blindage supplémentaire introduit par la disposition en quinconce, pour E = 7 mm.

III.2.f) Conclusion

Les résultats les plus caractéristiques issus de ces expériences sont :

i) La possibilité de placer des protections latérales continues sur les flancs des antennes sans être pénalisé par une trop grande diminution du flux utile, l'effet de blindage diminuant quand augmente la largeur du conducteur central, à distance séparant le conducteur du limiter fixée.

ii) L'augmentation de la transparence due aux découpes sur les parties externes des cavaliers de l'acran.

iii) La possibilité de placer un écran à deux nappes décalées l'une par rapport à l'autre sans introduire d'augmentation supplémentaire du blindage dû à un couplage entre les deux nappes.

IV - Conclusion

L'augmentation de la durée des décharges dans les grands tokamaks entraînant un dépôt d'énergie de plus en plus important sur les équipements placés à l'intérieur de la chambre et le rôle de limiters que les antennes de chauffage haute-fréquence sont appelées à jouer conduisent à concevoir pour celles-ci des structures de plus en plus massives et fermées. Il est cependant indispensable que les superstructures de l'antenne restent suffisemment transparentes au champ électromagnétique rayonné pour permettre un chauffage efficace du plasma. La multiplicité des paramètres entrant en jeu rend très difficile la détermination d'une dimension critique des superstructures au-delà de laquelle le blindage devient inacceptable. Nous avons cependant pû, à partir de mesures de champ magnétique dans l'environnement d'une maquette, élaborer une méthode permettant de calculer la transparence d'un écran donné. Bien que les barres d'erreur soient importantes en raison de la détermination très délicate de la tension effectivement appliquée à l'entrée de l'antenne et de la présence de parasites difficiles à éliminer, nous avons pû établir :

i) La présence de protections continues sur les flancs de l'antenne permettant à celle-ci de jouer le rôle de limiter n'entraîne pas de diminution importante du flux rayonné par celle-ci.

ii) Le blindage dû à un écran électrostatique épais peut être suffisemment important (entre 25 et 50 % pour un courant constant sur le conducteur central) pour diminuer notablement l'efficacité de la structure de couplage.

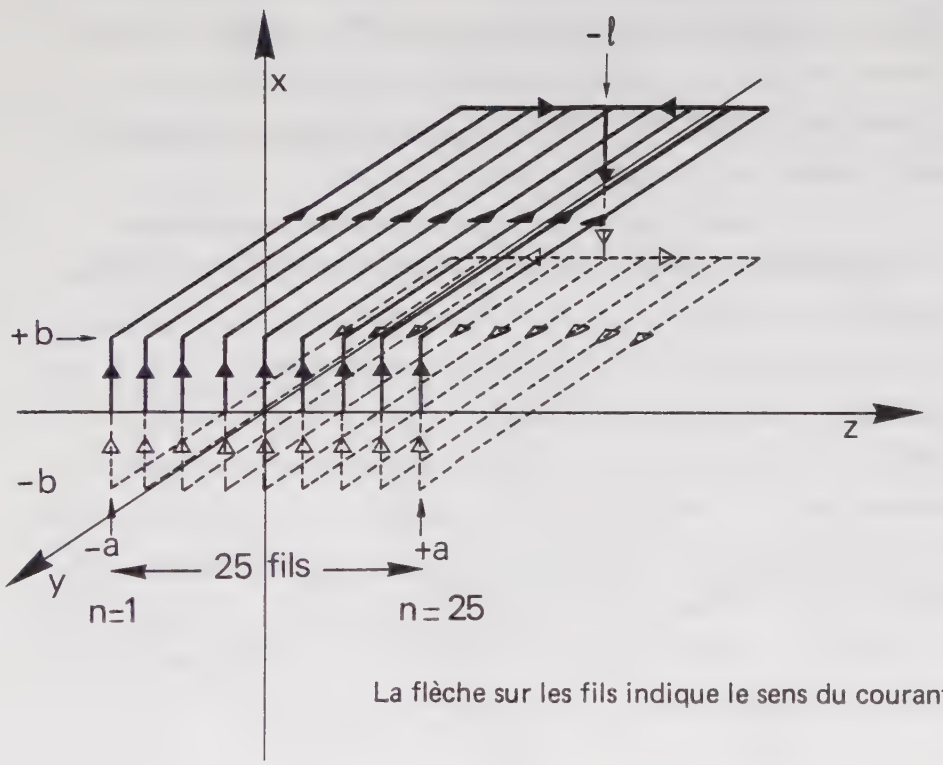
iii) Les découpes situées à l'extrémité des cavaliers, au-delà de l'aplomb du conducteur central, permettent d'augmenter sensiblement la transparence d'un écran en ne modifiant que très peu l'effet de celui-ci sur les caractéristiques électriques de l'antenne.

Nous avons également étudié dans une partie indépendante les modifications apportées aux cœfficients linéiques primaires de l'antenne (Self-Inductance et Capacité) par les différentes superstructures ajoutées à l'élément rayonnant, mettant ainsi en évidence la grande importance des extrémités de l'antenne (alimentation et court-circuit) aux caractéristiques électriques globales de celle-ci.

ANNEXE A

Calcul du profil de champ rayonné

Considérons le schéma de l'antenne nue défini au paragraphe III.2.b : le conducteur central est représenté par 25 fils parallèles de direction y, de longueur l, et répartis uniformément selon z dans l'intervalle [- a, + a] dans le plan x = b. Le conducteur de retour est quant à lui simulé par l'image du conducteur central dans le plan x = - b.



La flèche sur les fils indique le sens du courant.

Les fils simulant le conducteur central et son image portent un courant égal à : $I_{yn}(\varepsilon) = -\varepsilon\, i_n \cos(\beta_0 v_0 y/\ell)$
avec $\varepsilon = +1$ pour le conducteur central, - 1 pour son image.

Chaque fil du court-circuit joignant les deux $n^{ième}$ fils du conducteur central et de son image porte un courant

$$I \times n = i_n$$

Quant au courant supporté par le fil d'alimentation, il a pour valeur :

$$I_x = - \sum_n i_n \cos(\beta_0 \nu_0) = - I_0 \cos(\beta_0 \nu_0)$$

★ Validité du calcul

Le champ magnétique crée par une telle structure parcourue par un courant haute fréquence ne peut en principe pas se calculer à partir de considérations magnétostatiques (un calcul correct suppose entre autres choses la connaissance de la distribution de courant selon z sur le conducteur de retour, c.a.d. dans le plan x = 0, et ne permet pas l'emploi de la technique des images).

Toutefois, le calcul tel qu'il est présenté ici donne un résultat proche de la solution exacte tant que toutes les longueurs mises en jeu sont petites devant la longueur d'onde dans le vide à la fréquence considérée (ν_0 = 60 MHz, soit λ_0 = 5m.) : cette simulation ne peut servir à calculer le champ magnétique que dans le proche environnement de l'antenne, de telle façon qu'on puisse négliger le déphasage maximum entre les contributions des divers éléments de courant, la longueur de la maquette étant de 50 cm, soit $\lambda_0/10$. Ceci explique partiellement le désaccord entre les courbes expérimentales et calculées figure 9 pour $x \geqslant 0$.

★ Distribution transversale de courant sur le conducteur central

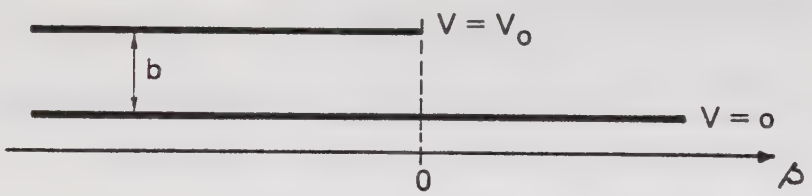
Nous supposerons que la distribution transversale de courant sur le conducteur central est indépendante de la variation du courant total le long de celui-ci. Considérant alors une ligne infinie et adaptée et utilisant les résultats de la théorie des lignes de transmission, nous pouvons lier la densité surfacique de courant I_s à une densité surfacique de charge ρ_s dans une analogie électrostatique

par la relation : [10]

$$I_s = C_o \rho_s$$

C_o étant la vitesse de la lumière dans le vide (milieu constituant le dielectrique séparant les deux conducteurs).

Si la condition a > b est vérifiée, nous pouvons traiter les effets de bords en étudiant la répartition de charge sur un demi plan situé à une hauteur b au-dessus d'un plan et vérifiant les conditions aux limites : $V = V_o$ sur le demi plan
$V = 0$ sur le plan



Il s'agit d'un problème classique d'électrostatique dont la solution est sur le demi plan : [6]

$$\rho_s(\mu) = \frac{\varepsilon_o V_o}{b} \quad \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\pi\mu}{V_o}\right)}$$

avec $$s = \frac{b}{\pi}\left[1 - \frac{\pi\mu}{V_o} - \exp\left(-\frac{\pi\mu}{V_o}\right)\right]$$

Il s'agit d'une distribution constante $\rho_{s_\infty} = \varepsilon_o V_o / b$ pour $s \ll -b$, perturbée vers le bord de la plaque sur une largeur $\Delta s \simeq 2b/\pi$ (d'où la condition sur le rapport $\frac{a}{b}$ établie au début de ce paragraphe : au centre du conducteur central, la distribution transversale de courant ne doit plus être perturbée par les effets de bords).

La charge surfacique totale comprise entre le bord de la plaque et un point d'abcisse s quelconque $(s < -b)$ vaut :

$$Q_s(s) = \frac{\varepsilon_0 V_0}{b}\left(|s| + \frac{b}{\pi}\right)$$

Pour b = 20 mm, $\frac{2b}{\pi}$ = 12.7 mm ; la distance séparant deux fils simulant le conducteur étant 10.47 mm dans notre modèle, on peut faire porter la perturbation en courant aux deux fils extrêmes (n = 1 et n = 25) situés au z_1 =-a et z_{25} = + a. Les valeurs des courants i_n sont alors données par :

$$i_n = \frac{I_0}{2(a+b/\pi)}\,\frac{2a}{25} \qquad \text{si} \quad n \neq 1, 25$$

$$i_n = \frac{I_0}{2(a+b/\pi)}\left(\frac{2a}{25} + b/\pi\right) \qquad \text{si} \quad n = 1, 25$$

I_0 étant le courant circulant dans l'antenne au niveau du court-circuit.

★ Calcul du champ $B_z(x_0, y_0, z = 0)$

- Le $n^{ième}$ fil, positionné en z_n, du conducteur central ou de son image a une contribution au point $(x_0, y_0, 0)$ égale à :

$$B_z^{n,\varepsilon}(x_0, y_0, 0) = -\varepsilon i_n \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-\ell}^{0} \frac{(x_0 - \varepsilon b)\cos(\beta_0 v_0 y/\ell)\, dy}{\left[(x_0 - \varepsilon b)^2 + (y_0 - y)^2 + z_n^2\right]^{3/2}}$$

Ce qui s'intègre en donnant (après avoir approximé le cosinus par une parabole) :

$$B_z^{n,\varepsilon}(x_0, y_0, 0) = -\varepsilon i_n \frac{\mu_0}{4\pi}(x_0 - \varepsilon b)\left[\left(1 - \left(\frac{\beta_0 v_0 y_0}{\ell}\right)^2 \frac{1}{2}\right) I_1 + \left(\frac{\beta_0 v_0}{\ell}\right)^2 y_0 I_2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\beta_0 v_0}{\ell}\right)^2 I_3\right]$$

avec $$I_1 = \frac{1}{K^2}\left[\frac{\ell + y_0}{\left[(\ell + y_0)^2 + K^2\right]^{1/2}} - \frac{y_0}{\left[y_0^2 + K^2\right]^{1/2}}\right]$$

$$I_2 = \frac{1}{\left[K^2 + y_0^2\right]^{1/2}} - \frac{1}{\left[K^2 + (\ell + y_0)^2\right]^{1/2}}$$

$$I_3 = \frac{\ell + y_0}{\left[(\ell + y_0)^2 + K^2\right]^{1/2}} - \frac{y_0}{\left[y_0^2 + K^2\right]^{1/2}} + \log_e\left[\frac{(\ell + y_0) + \left[(\ell + y_0)^2 + K^2\right]^{1/2}}{y_0 + \left[y_0^2 + K^2\right]^{1/2}}\right]$$

et $$K^2 = (x_0 - \varepsilon b)^2 + z_n^2$$

- De la même façon, le $n^{ième}$ fil du court-circuit contribue pour une part

$$B_3^n(x_0,y_0,0) = i_n \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-b}^{+b} \frac{y_0\,dx}{[(x_0-x)^2+y_0^2+z_n^2]^{3/2}}$$

Soit :

$$B_3^n(x_0,y_0,0) = i_n \frac{\mu_0}{4\pi} y_0 \left[\frac{x_0+b}{[(x_0+b)^2+y_0^2+z_n^2]^{1/2}} - \frac{x_0-b}{[(x_0-b)^2+y_0^2+z_n^2]^{1/2}} \right]$$

- Enfin, la correction due au courant d'alimentation s'écrit :

$$B_3^a(x_0,y_0,0) = -\frac{\mu_0}{4\pi} y_0 \left(\sum_{n=1}^{25} i_n \right) \cos(\beta_0 y_0) \left[\frac{x_0+b}{[(x_0+b)^2+(l+y_0)^2]^{1/2}} - \frac{x_0-b}{[(x_0-b)^2+(l+y_0)^2]^{1/2}} \right]$$

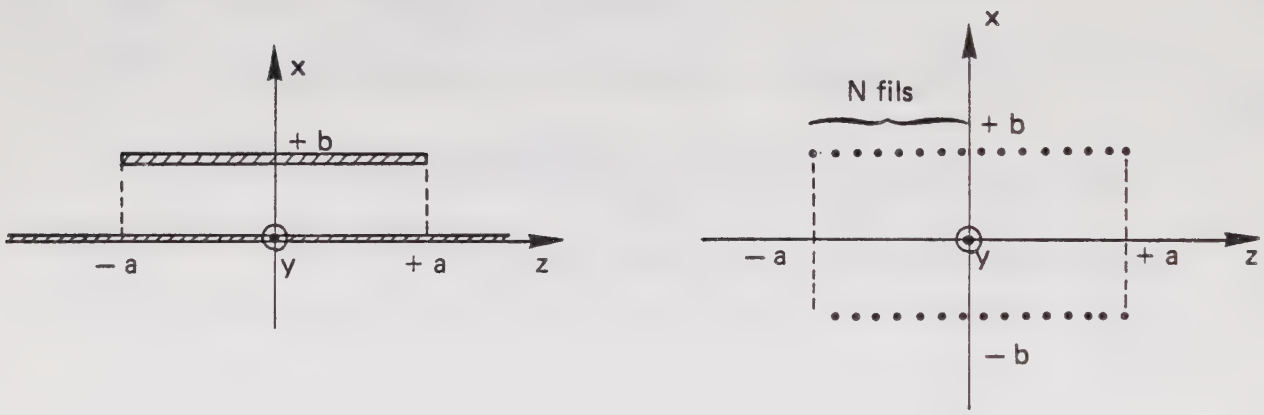
- Enfin, utilisant le théorème de superposition, on obtient :

$$B_3(x_0,y_0,0) = \sum_{n=1}^{25} \left(B_3^n + \sum_{\varepsilon=\pm 1} B_3^{n,\varepsilon} \right) + B_3^a$$

ANNEXE B

Simulation des limiters

Considérons une ligne infinie et adaptée. De la même manière que dans l'annexe A, nous pouvons simuler le conducteur central par 2N fils de direction y distribuées uniformément selon z sur tout l'intervalle [- a, + a] dans le plan x = b, et le conducteur de retour par un courant image dans le plan x = - b.



1/ Modélisation de l'antenne nue

★ Le profil de courant selon z sur le conducteur se déduit directement du calcul exposé dans l'annexe A, la condition de validité du calcul étant : $a >> \frac{2b}{\pi}$. Afin de faciliter le calcul numérique, nous avons utilisé la distribution approchée : [6]

$$i_n = \frac{a}{2N\,(a+b/\pi)} \qquad \text{si} \quad |z_n| \leq a - \frac{2b}{\pi}$$

$$i_n = \frac{a}{4N(a+b/\pi)} + \frac{1}{2(a+\frac{b}{\pi})}\,\frac{a}{N}\,\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\left(\frac{b}{a+\varepsilon_1-z_n}\right)^{1/2} \quad \text{si} \quad |z_n| > a - \frac{2b}{\pi}$$

ε_1 étant solution de l'équation :

$$\varepsilon_1 + \frac{2b}{\pi}\left(2\sqrt{\varepsilon_1 + \frac{a}{2N}} - \frac{a}{N\sqrt{\varepsilon_1}}\right) = \frac{a}{2N}$$

(La constante $\mathcal{E}_1$ est calculée de façon à ce que le courant total sur le conducteur central : $I^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} i_n$ soit égal à 1 Ampère).

La distribution i(z) réelle et l'approximation utilisée sont représentées figure 16.

★ Le fil positionné en z_n est porteur d'un courant de module i_n (dirigé selon les y positifs sur le conducteur central, selon les y négatifs sur son image). Utilisant le théorème de superposition, on calcule facilement le flux total linéique du champ magnétique crée par l'élément rayonnant :

$$\Phi_T^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \varphi_T(z_n)$$

avec

$$\varphi_T(z_n) = \frac{\mu_0}{4\pi} i_n \log_e\left(\frac{4b^2+z_n^2}{z_n^2}\right)$$

Le flux interne, qui est le flux circulant entre le conducteur central et l'extrêmité des limiters :

$$\Phi_i^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \varphi_i(z_n)$$

avec

$$\varphi_i(z_n) = \frac{\mu_0}{4\pi} i_n \log_e\left[\frac{(c'+b)^2+z_n^2}{(c'-b)^2+z_n^2} \cdot \frac{z_n^2}{4b^2+z_n^2}\right]$$

Le flux utile, qui est le flux circulant au-dessus des limiters, s'écrivant alors :

$$\Phi_u^\circ = -\Phi_T^\circ - \Phi_i^\circ$$

La tension à appliquer entre les deux conducteurs pour y faire circuler le courant I_0 est alors :

$$V^\circ = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \nu(z_n)$$

avec

$$\nu(z_n) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c_0} i_n \log_e\left(\frac{z_n^2}{4b^2+z_n^2}\right)$$

On en déduit la self-inductance linéique de la ligne :

$$L_\ell^\circ = \frac{|\Phi_T^\circ|}{I^\circ}$$

et sa capacité linéique :

$$C_\ell^\circ = L_\ell^\circ \left(\frac{I^\circ}{V^\circ}\right)^2$$

★ Modélisation de l'antenne-limiter

★ Comme nous l'avons indiqué au paragraphe III.2.d, nous assimilons un limiter de hauteur c' placé à une distance d de l'axe de la maquette à une plaque infinie en d', la distance d' étant définie par la relation

$$V(x, d') = V(c', d)$$

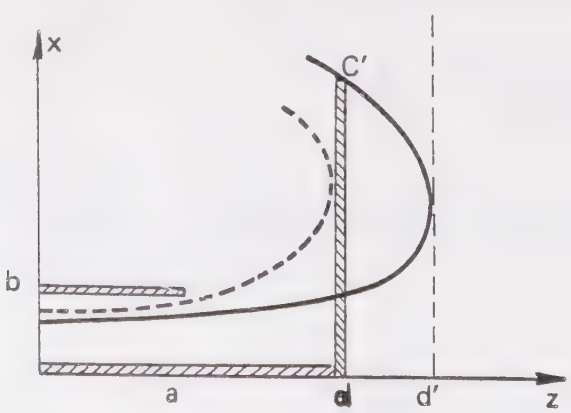
$$\lim_{z \to d'} \frac{\partial V(x,z)}{\partial z} \longrightarrow \infty$$

L'équation $V(x,d') = V(c',d)$ s'explicitant par la relation :

$$V(x,z) = -\frac{1}{\varepsilon_0}\frac{1}{4\pi C_0} \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} i_n \log_e \left[\frac{(z-z_n)^2 + (x-b)^2}{(z-z_n)^2 + (x+b)^2}\right]$$

- On calcule $V(c',d)$ et $V(c'+\varepsilon, d)$ (avec $\varepsilon \ll c'$)

Si $V(c',d) \geqslant V(c'+\varepsilon, d)$; la distance d' telle qu'elle est définie ci-dessus est supérieure à d ; nous nous trouvons dans la situation représentée sur la figure ci-dessous



Le flux réellement intercepté par le limiter est celui situé sous l'équipotentielle dessinée en pointillé sur la figure ; il faut donc garder dans ce cas d' = d.

Si $V(c',d) < V(c'+\varepsilon,d)$, nous utilisons la méthode itérative suivante :

On cherche x_1 tel que

$$V(x_1,d) - V(c',d) = 0 \qquad \text{et} \quad x_1 \geqslant c'$$

Puis d_1 tel que

$$V\left(\frac{x_1+c'}{2}, d_1\right) - V(c',d) = 0 \quad \text{avec} \quad d_1 \geqslant d$$

Puis x_2 tel que

$$V(x_2,d_1) - V(c',d) = 0 \qquad \text{avec} \quad x_2 \leqslant \frac{x_1+c'}{2}$$

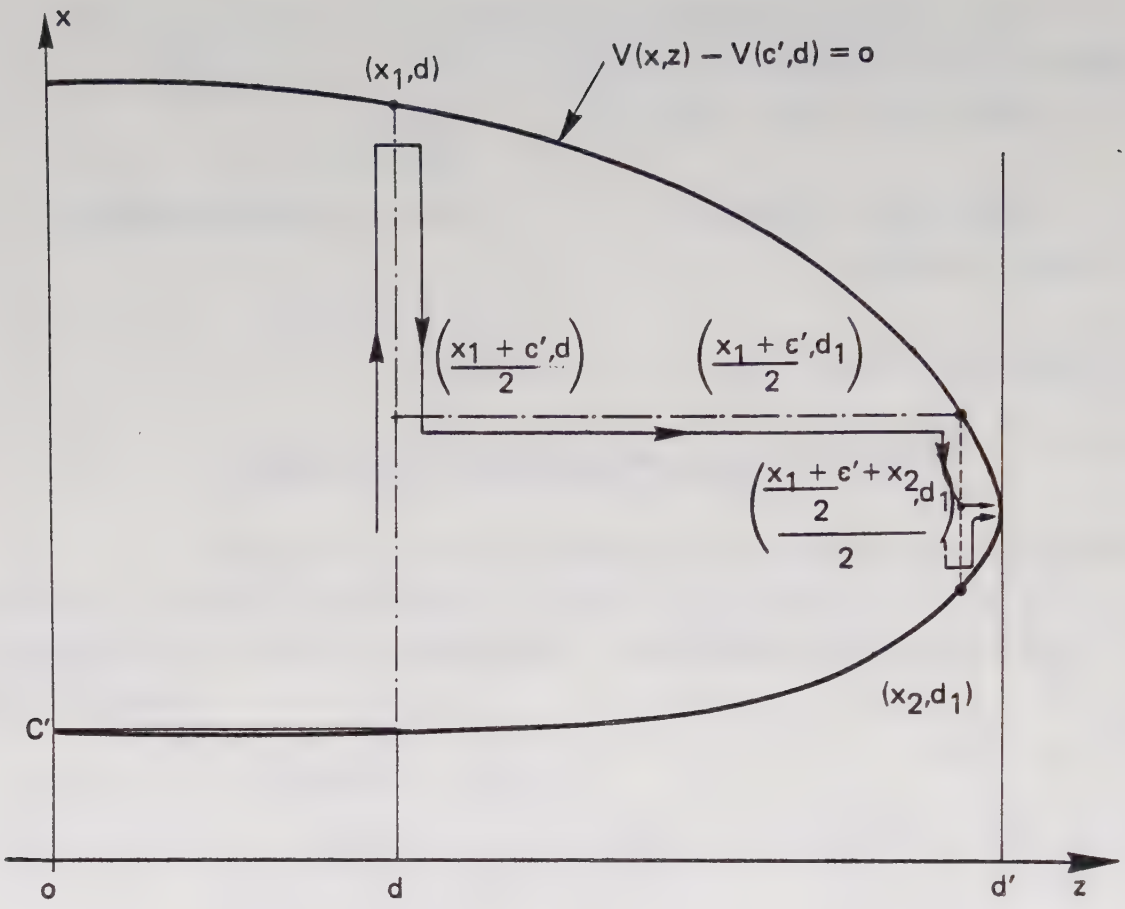
Puis d_2 tel que

$$V\left(\frac{1}{2}\left(x_2 + \frac{x_1+c'}{2}\right), d_2\right) - V(c',d) = 0 \text{ avec } d_2 \geqslant d_1$$

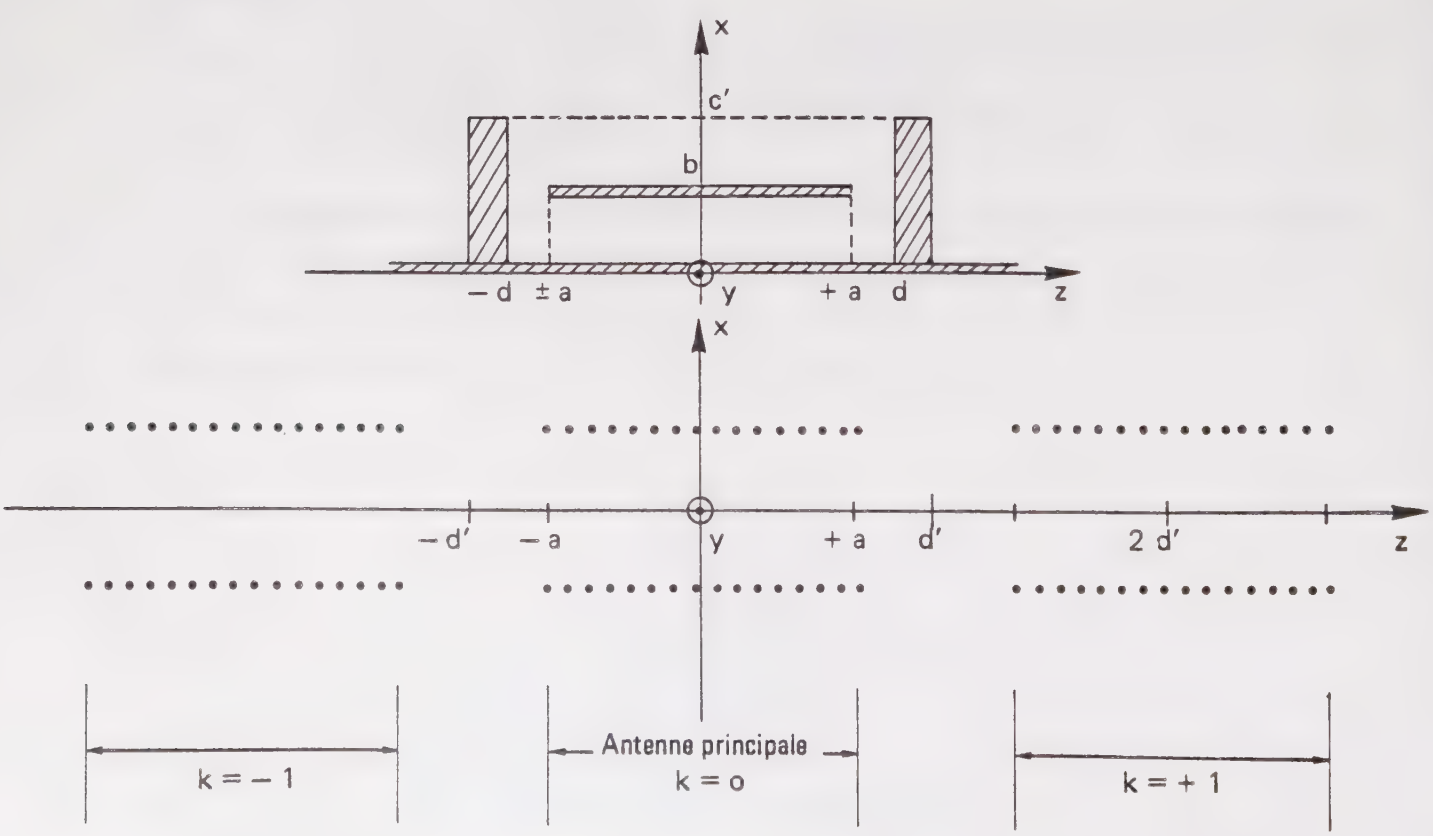
Puis x_3 tel que

$$V(x_3,d_2) - V(c',d) = 0 \qquad \text{avec} \quad x_3 \leqslant \frac{1}{2}\left(x_2 + \frac{x_1+c'}{2}\right) \quad \ldots\ \text{etc}\ \ldots$$

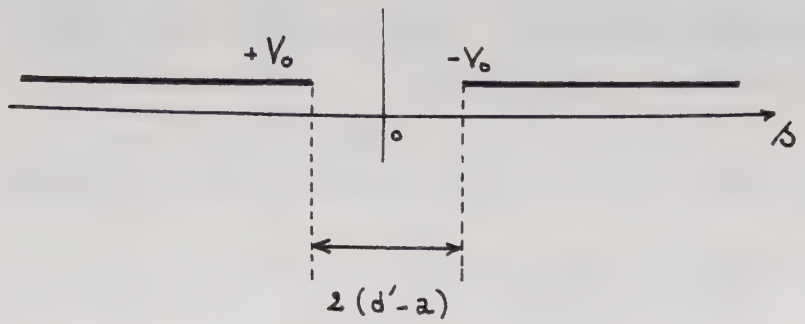
la suite d, d_1 ... d_i converge vers d', généralement assez rapidement



★ Considérons donc une suite d'images de l'antenne réelle, selon z, de périodicité égale à 2d'.



Pour tenir compte de la modification de la distribution transversale de courant sur les conducteurs due à la présence des limiters, on ajoute la contribution donnée pour deux demi plans situés face à face à une distance 2(d'-a) l'un de l'autre portés, l'un au potentiel V_0, l'autre à $-V_0$



De la même manière que dans le cas de l'antenne nue, on obtient :[3]

$$i'_n = \frac{a}{N} \; \frac{1 + \frac{2b}{\pi}\left[(d'-\zeta_n)^2 - (d'-a+\varepsilon_2)^2\right]^{-1/2}}{2a + \frac{2b}{\pi}\left[1 + 2\log_e\left(\frac{d'}{d'-a} + \frac{\left[d'^2-(d'-a)^2\right]^{1/2}}{d'-a}\right)\right]}$$

si $|\zeta_n - 2kd'| \leq a - \frac{2b}{\pi}$

$$i'_n = \frac{a}{N} \; \frac{1/2 + \left[\frac{b}{a+\varepsilon_1-\zeta_n}\right]^{1/2}\frac{1}{\sqrt{2\pi}} + \frac{2b}{\pi}\left[(d'-\zeta_n)^2 - (d'-a+\varepsilon_2)^2\right]^{-1/2}}{2a + \frac{2b}{\pi}\left[1 + 2\log_e\left(\frac{d'}{d'-a} + \frac{\left[d'^2-(d'-a)^2\right]^{1/2}}{d'-a}\right)\right]}$$

si $|\zeta_n - 2kd'| > a - \frac{2b}{\pi}$

ε_2 obéissant à l'équation :

$$\log_e\left[\frac{d'-a+\varepsilon_2+\left[(d'-a+\varepsilon_2)^2-(d'-a)^2\right]^{1/2}}{d'-a}\right] = \frac{a}{N}\left[(d'-a+\varepsilon_2)^2-(d'-a)^2\right]^{-1/2}$$

Le calcul des flux se généralise alors très facilement :

$$\Phi_T^i = \sum_{k=-\infty}^{+\infty}(-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \varphi_T\left(\zeta_n + 2kd'\right)$$

$$\Phi_u^i = -\sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} \left[\varphi_T(\zeta_n + 2kd') + \varphi_i(\zeta_n + 2kd') \right]$$

$$V^i = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} (-1)^k \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} v(\zeta_n + 2kd')$$

On obtient

$$L_\ell^i = \frac{|\Phi_T^i|}{I^i} \quad \text{avec} \quad I^i = \sum_{\substack{n=-N \\ n\neq 0}}^{+N} i'_n \quad \text{et} \quad C_\ell^i = L_\ell^i \left(\frac{I^i}{V^i} \right)^2$$

Nous pouvons alors calculer le coefficient de transparence :

$$\gamma^i(I) = \frac{\Phi_u^i}{\Phi_u^0}$$

REFERENCES

(1) Equipe T.F.R., Nuclear Fusion, Vol. 19, no. 11 (1979), p. 1538.

(2) Equipe T.F.R., Proceedings of International Conference on Plasma Physics, Vol. II (Nagoya, 1980), paper No. 10A-3.

(3) Jackson W., High Frequency Transmission Lines. John Wiley et Sons (1958), p. 81.

(4) Grivet P., Physique des lignes de haute fréquence et d'ultra-haute fréquence, Tome I, Masson (1969), p. 115.

(5) Ibid. Ref. (3) , p. 21.

(6) Durand E., Electrostatique, Tome II, Masson (1966), p. 279.

(7) Equipe T.F.R., EUR-CEA-FC-1115 (1981).

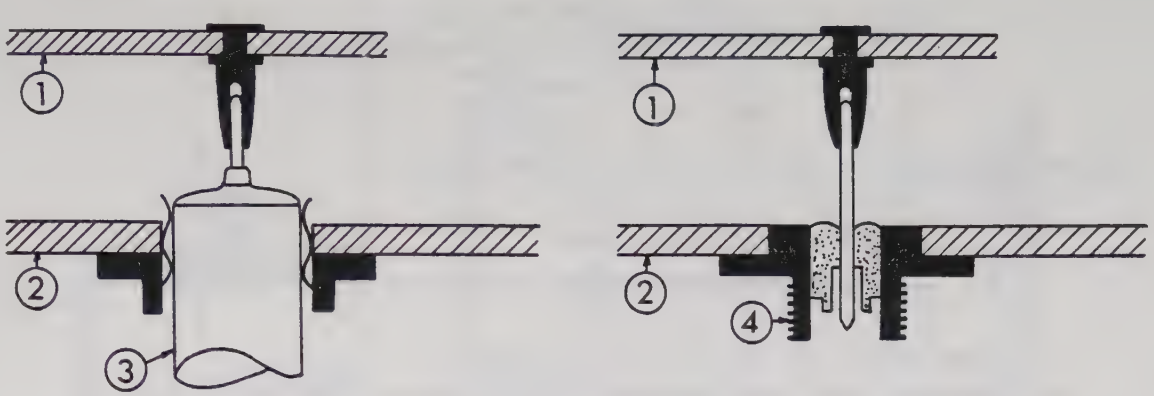
(8) Jacquinot J., Lebot H., Adam J., Kuus H., 11 th Symposium on Fusion Technology (Oxford 1980).

(9) Ibid. ref. (6) , p. 283 et 289.

(10) Ibid. ref. (4) , p. 19.

FIGURE 1 : L'ALIMENTATION, L'ÉLÉMENT RAYONNANT ET LES LIMITERS DE LA MAQUETTE DE L'ANTENNE H.F.

1 - a/ Alimentation de la maquette.



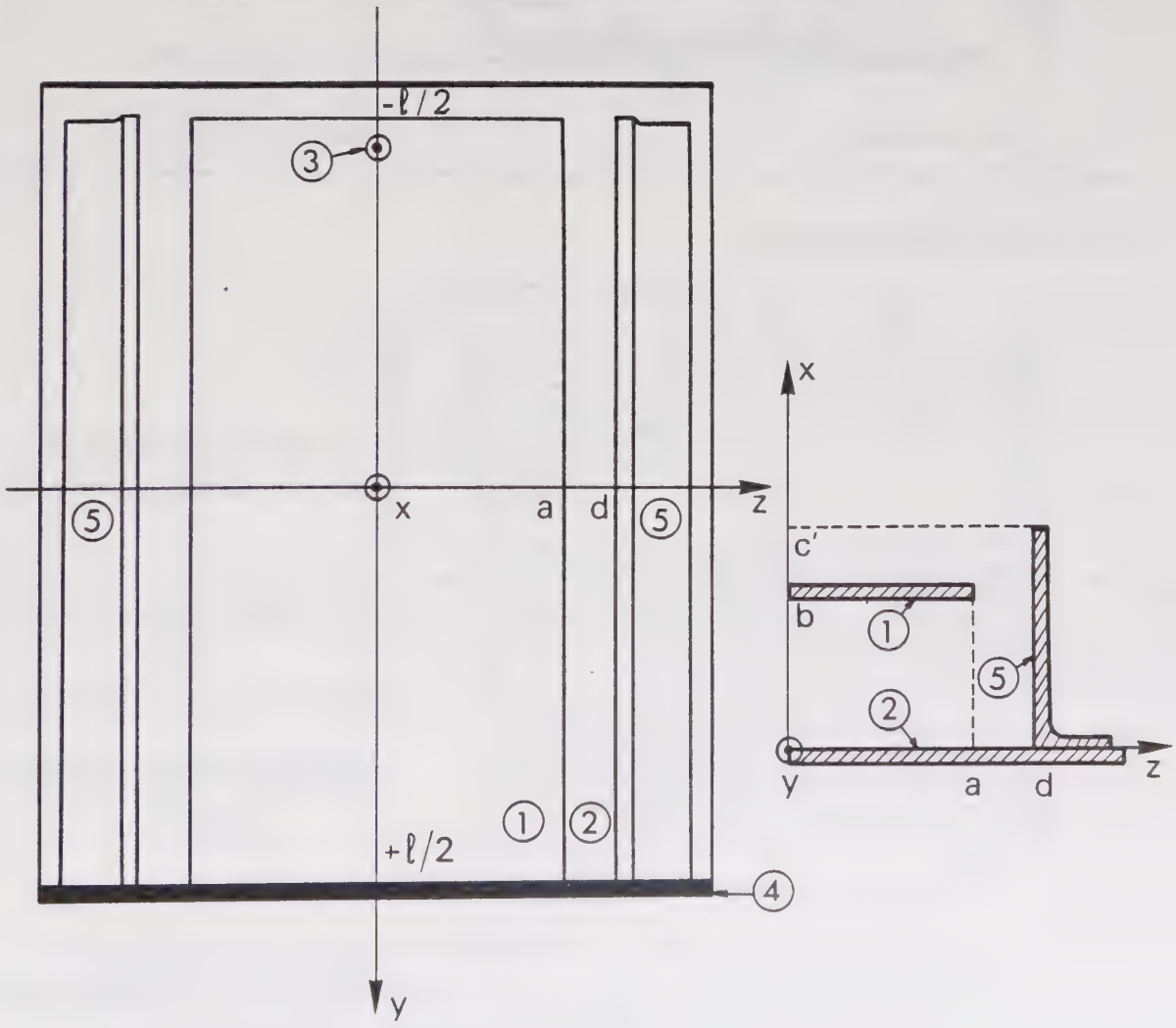
① Conducteur Central

② Conducteur de retour

③ Mesures d'impédance : sonde de l'Impédancemètre.

④ Mesures de champ Magnétique, sortie coaxiale.

1 - b/ L'Élément rayonnant et les limiters. Définition des axes.



① Conducteur Central

② Conducteur de Retour

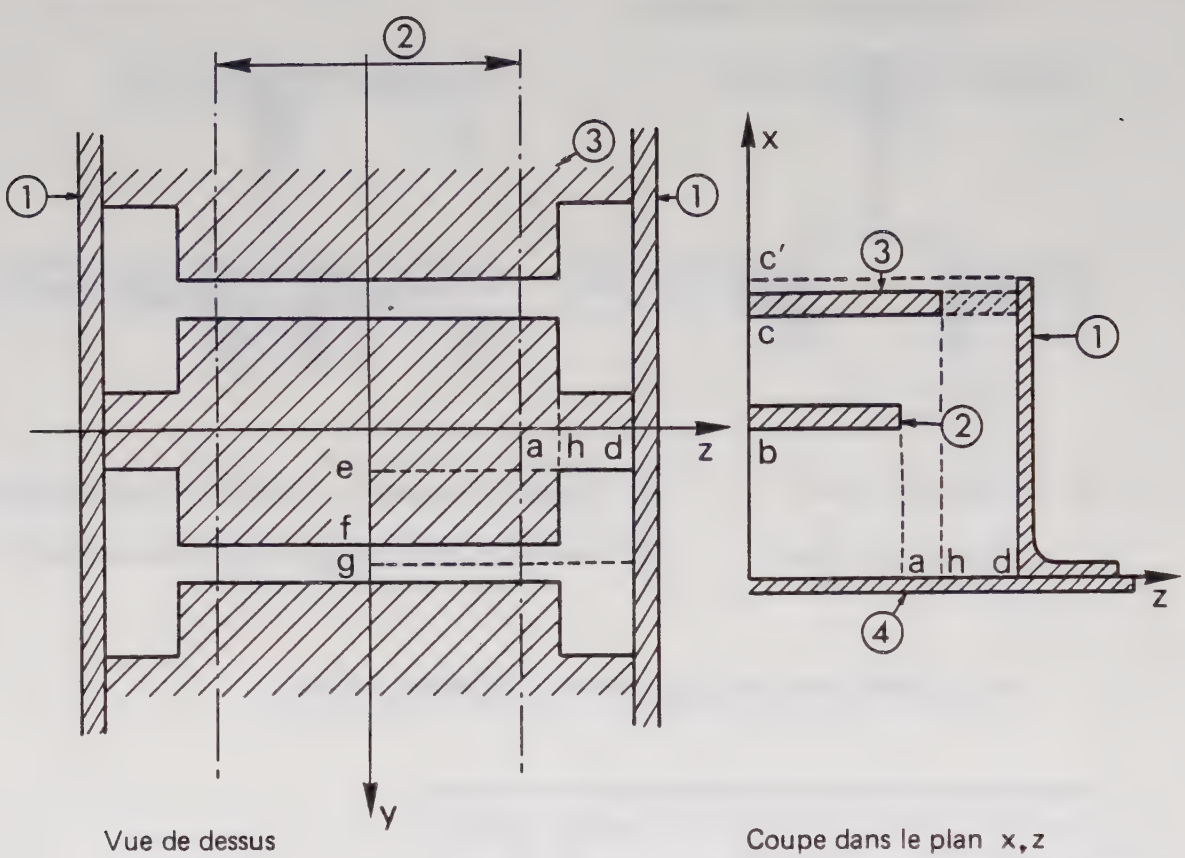
③ Alimentation

④ Court-circuit

⑤ Limiters.

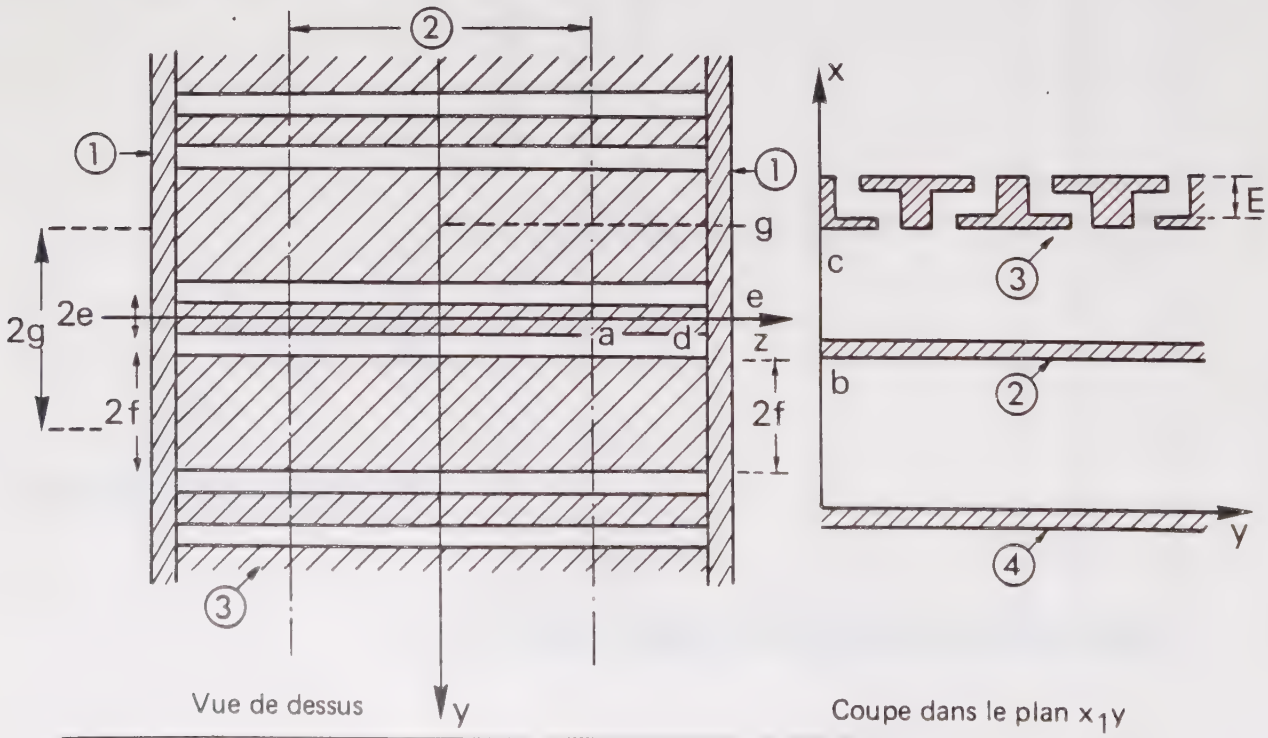
FIGURE 2 : LES DEUX TYPES D'ÉCRAN ÉLECTROSTATIQUE.

2 - a — Écran à découpes



Vue de dessus — Coupe dans le plan x, z

2 - b — Écran en T à deux nappes



Vue de dessus — Coupe dans le plan $x_1 y$

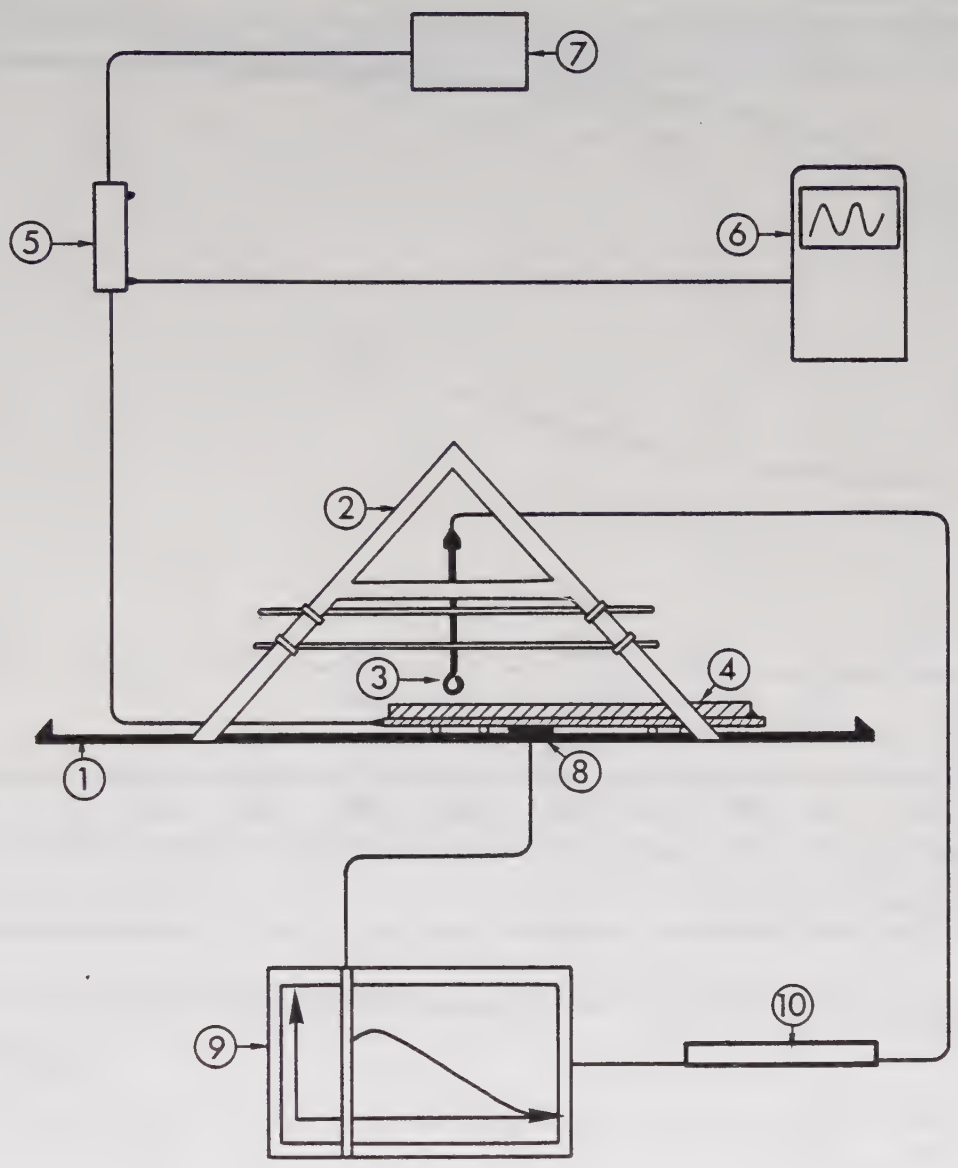
① Limiters

② Conducteur Central

③ Cavalier de l'écran Électrostatique

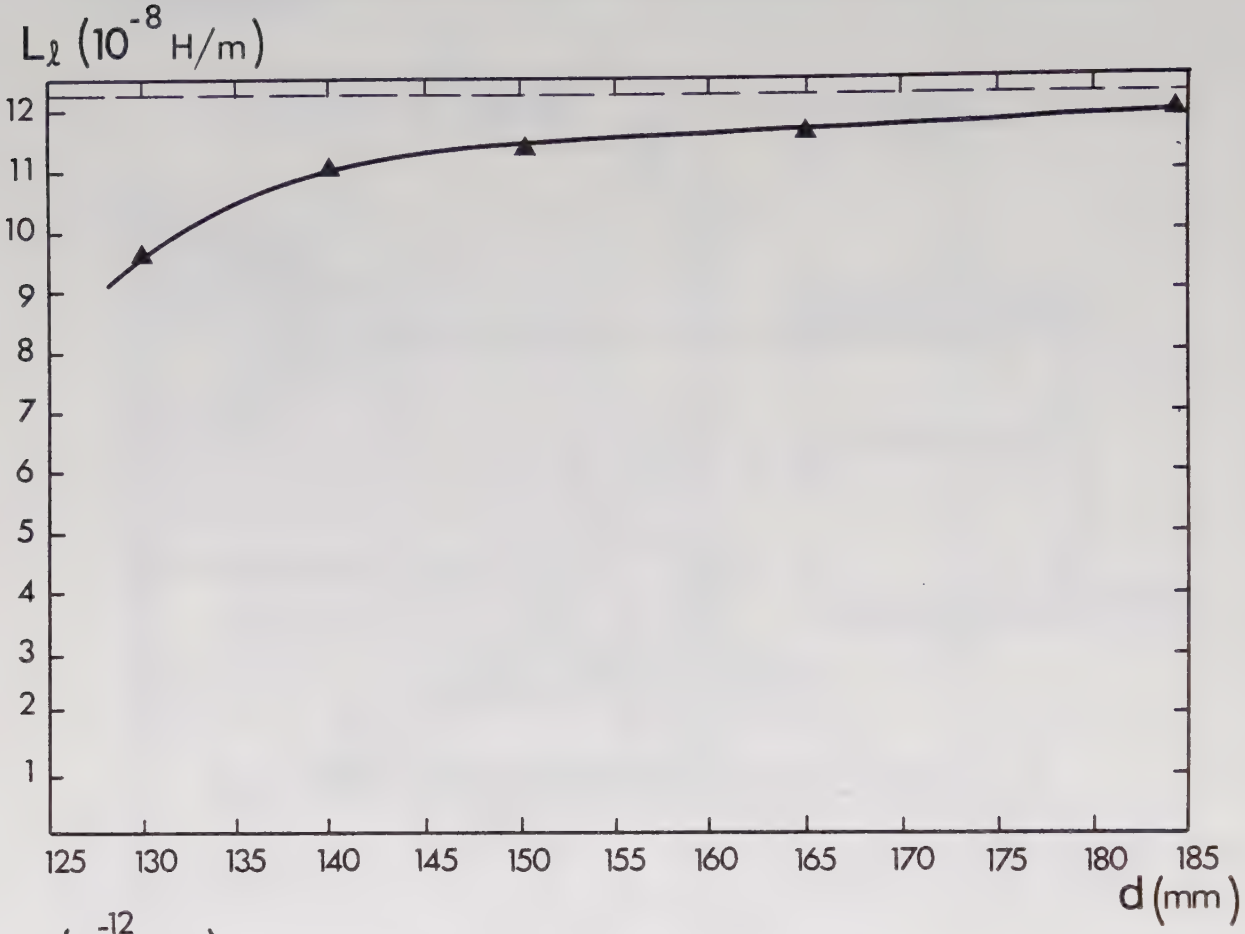
④ Conducteur de Retour

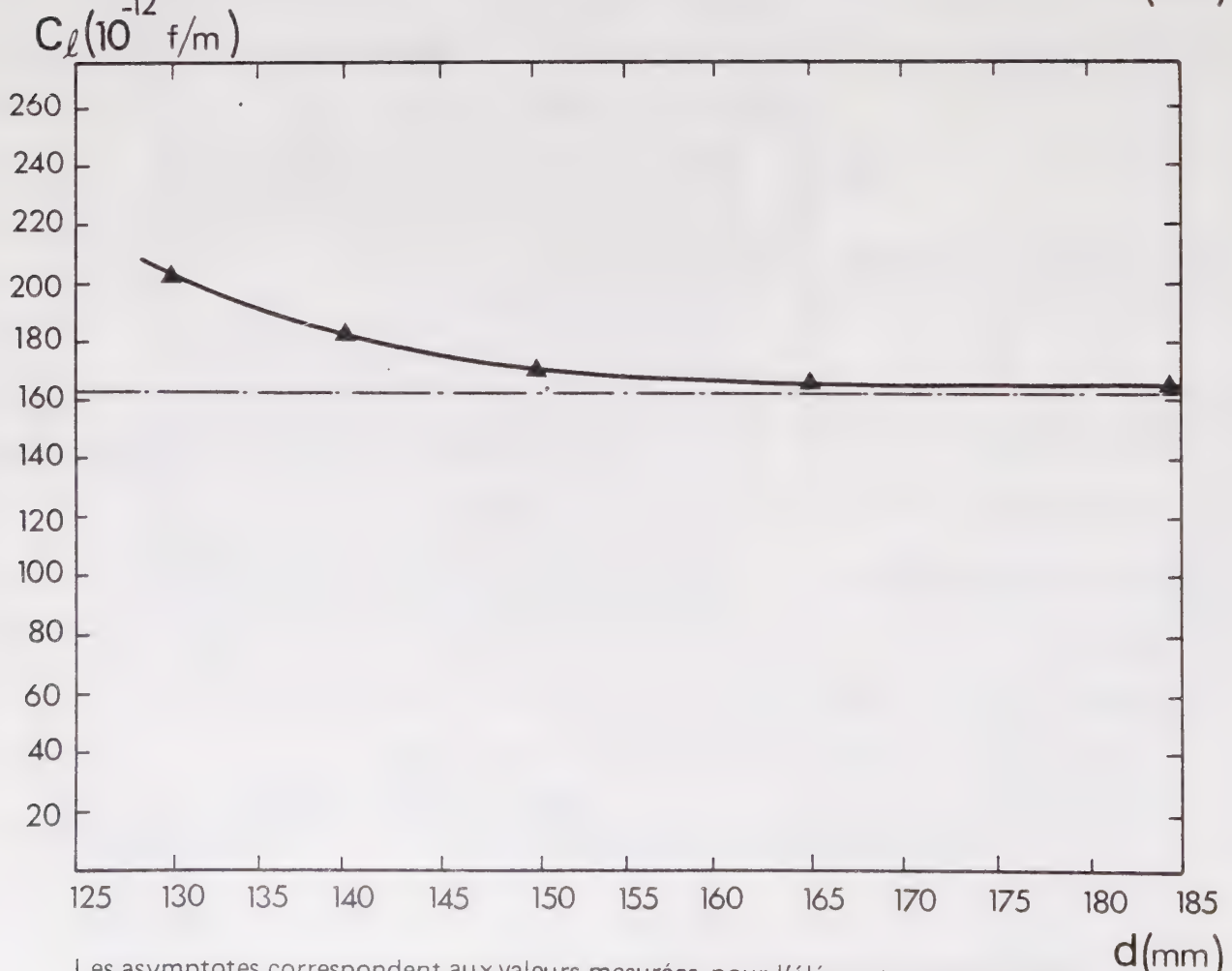
FIGURE 3 : BANC EXPÉRIMENTAL DE MESURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE.



① Rail de Guidage.	⑥ Oscilloscope permettant de contrôler la Tension incidente.
② Bâti isolant supportant la sonde	⑦ Générateur Haute Fréquence.
③ Sonde de Mesure du Champ	⑧ Potentiomètre repérant la position relative de la maquette et de la sonde.
④ Maquette de l'Antenne.	⑨ Table Traçante.
⑤ Coupleur directionnel prélevant le Signal de Tension incidente sur le cable d'alimentation de la Maquette.	⑩ Amplificateur — Redresseur

FIGURE 4 : EVOLUTION DES CARACTÉRISTIQUES LINÉIQUES DE LA MAQUETTE AVEC d, DISTANCE DES LIMITERS A L'AXE DE LA MAQUETTE. (c' = 40 mm)

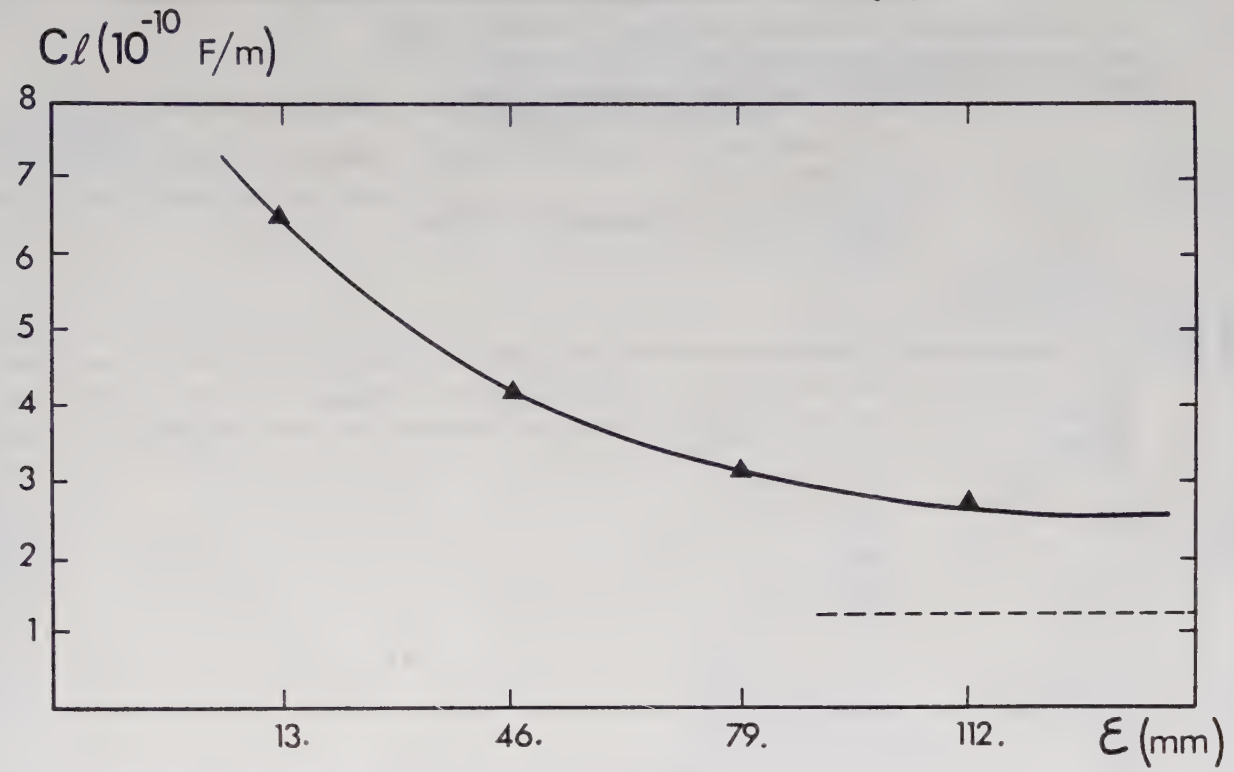




Les asymptotes correspondent aux valeurs mesurées pour l'élément rayonnant seul.

FIGURE 5 : EVOLUTION DE LA CAPACITÉ LINÉIQUE DE LA MAQUETTE EN FONCTION DE L'ESPACEMENT DES CAVALIERS DE L'ÉCRAN ELECTROSTATIQUE.

5.a — Evolution en fonction de la distance intercavaliers : $\in = 2(g - f)$



La Courbe pointillé correspond à la capacité linéique de la maquette sans écran électrostatique.

5.b.— Evolution en fonction de la proportion η de surface du conducteur central recouverte.

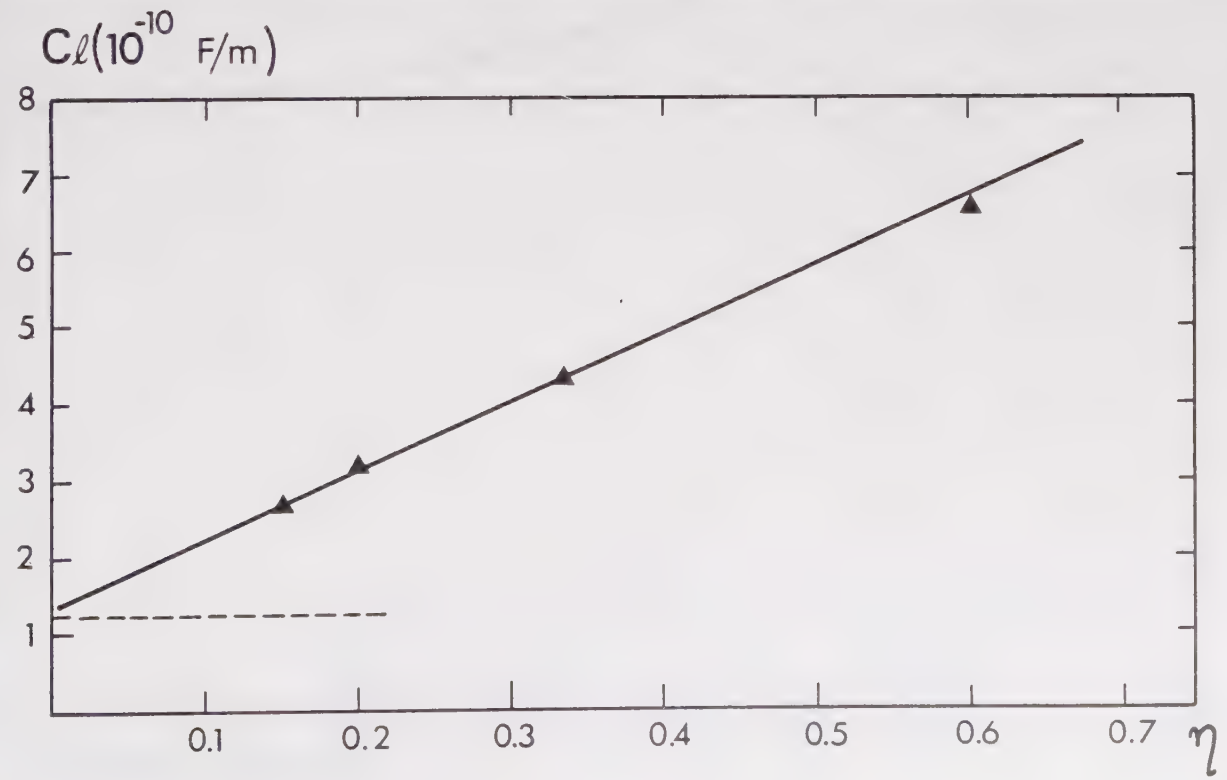


FIGURE 6 : EVOLUTION DE LA SELF INDUCTANCE AVEC LA LARGEUR DES CAVALIERS, LA DISTANCE LES SÉPARANT ÉTANT FIXÉE.

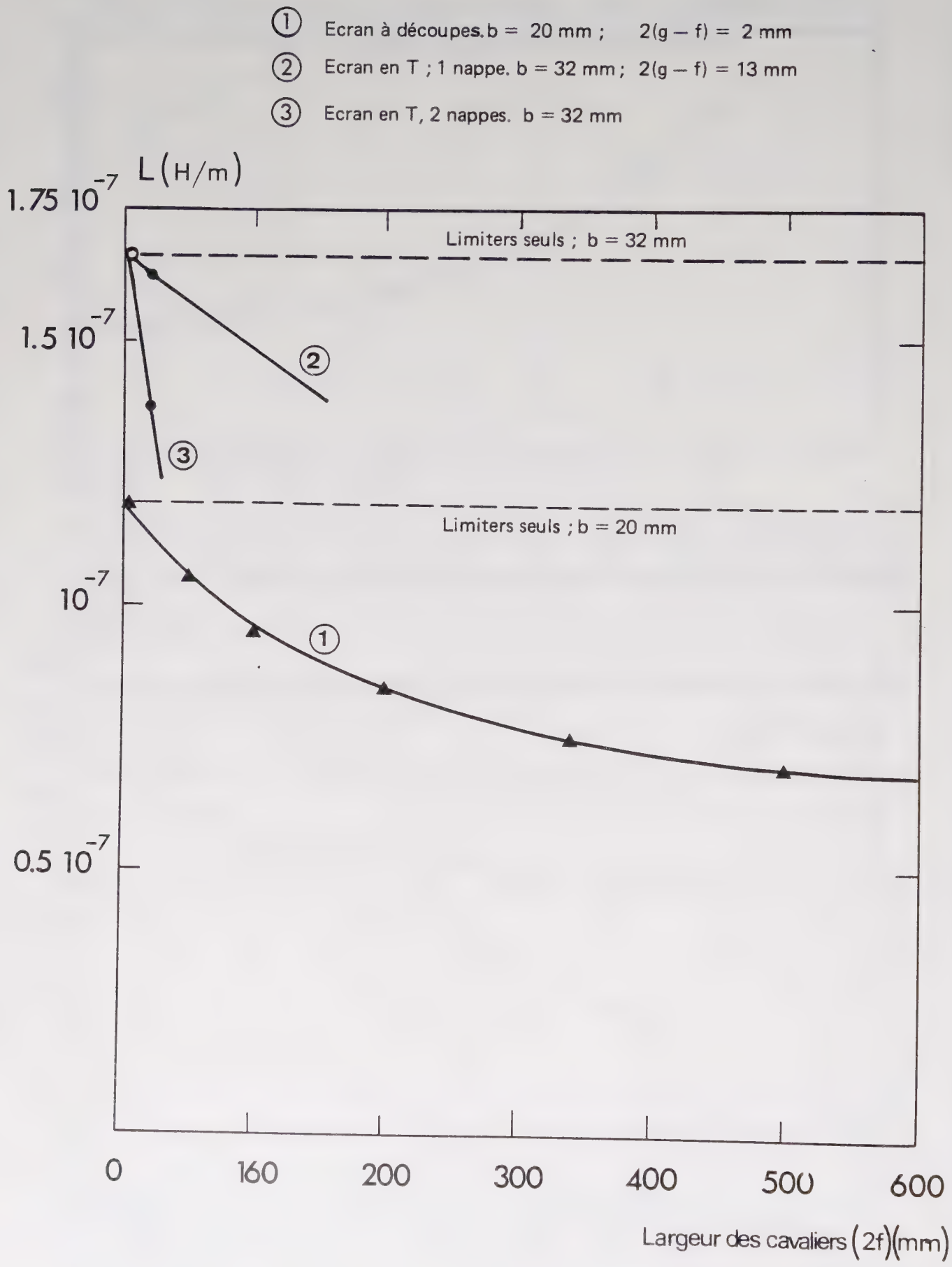


FIGURE 7 : EVOLUTION DE L'IMPÉDANCE D'ENTRÉE AVEC LA FRÉQUENCE DANS DEUX CONFIGURATIONS DIFFÉRENTES.

① ——— d = 141 mm ② — — — — d = 163 mm

note : Seules les parties imaginaires de l'impédance ont été représentées ici, les parties réelles, excepté sur un très petit domaine autour de la 1ère résonnance, tombent dans les barres d'erreur.

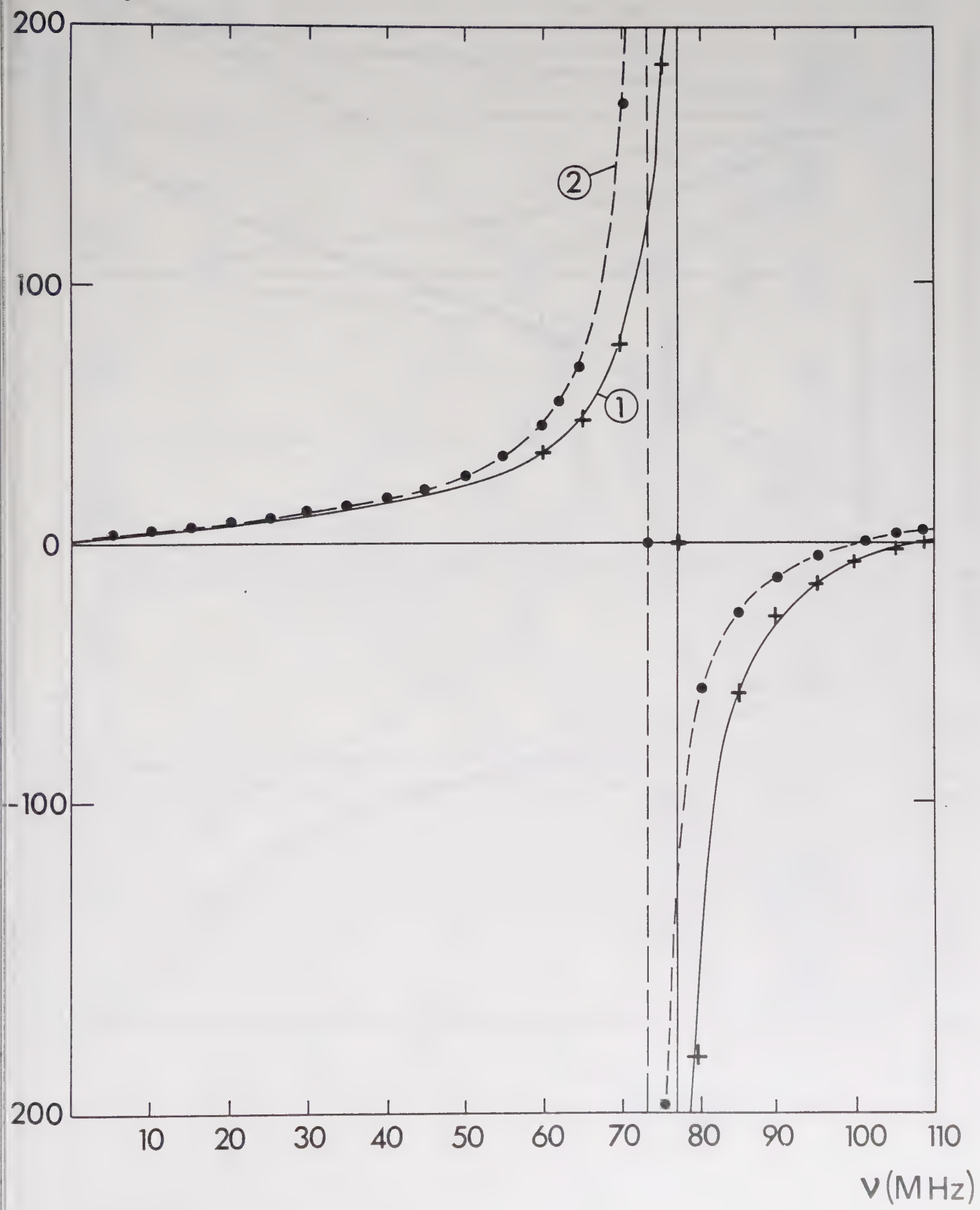
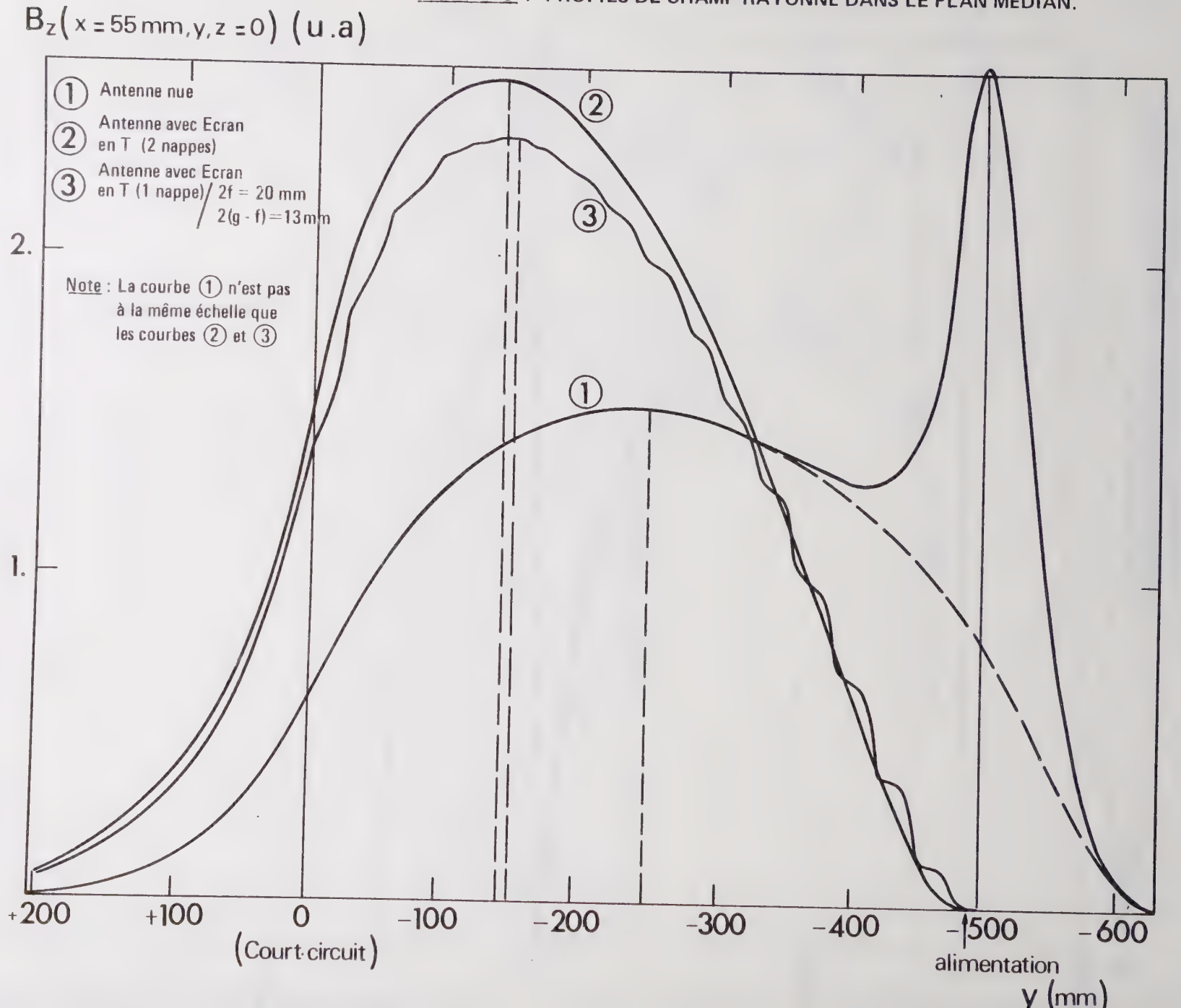


FIGURE 8 : PROFILS DE CHAMP RAYONNÉ DANS LE PLAN MÉDIAN.



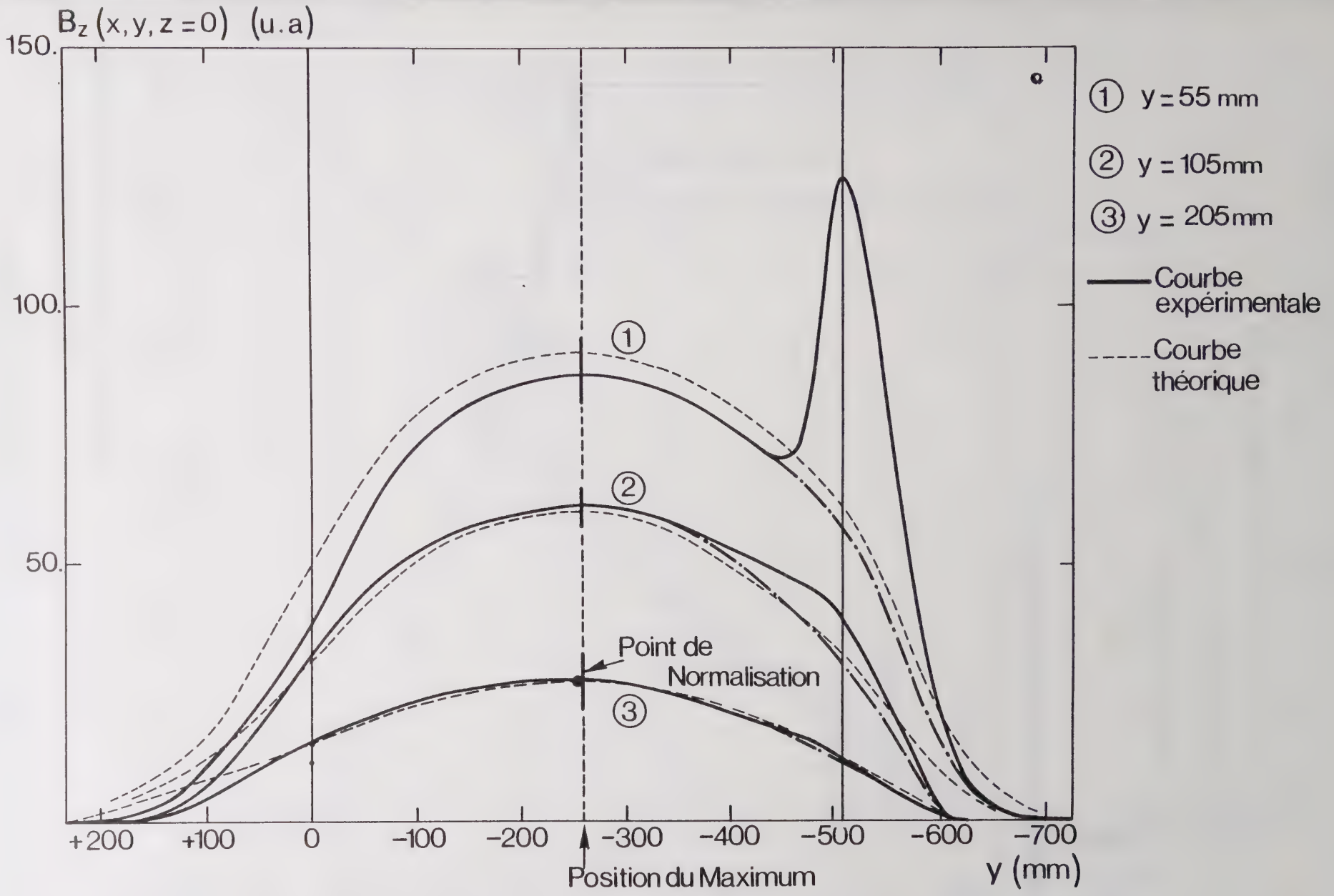


FIGURE 9 : PROFILS DE CHAMP MAGNÉTIQUE B_z (x, y, z = 0) A DIFFÉRENTES HAUTEURS AU-DESSUS DE L'ANTENNE NUE

(b = 20 mm)

Ⓐ Antenne nue et Antennes avec limiters seulement

Ⓑ Antenne avec Ecran à découpe

Ⓒ Antenne avec Écran en T.

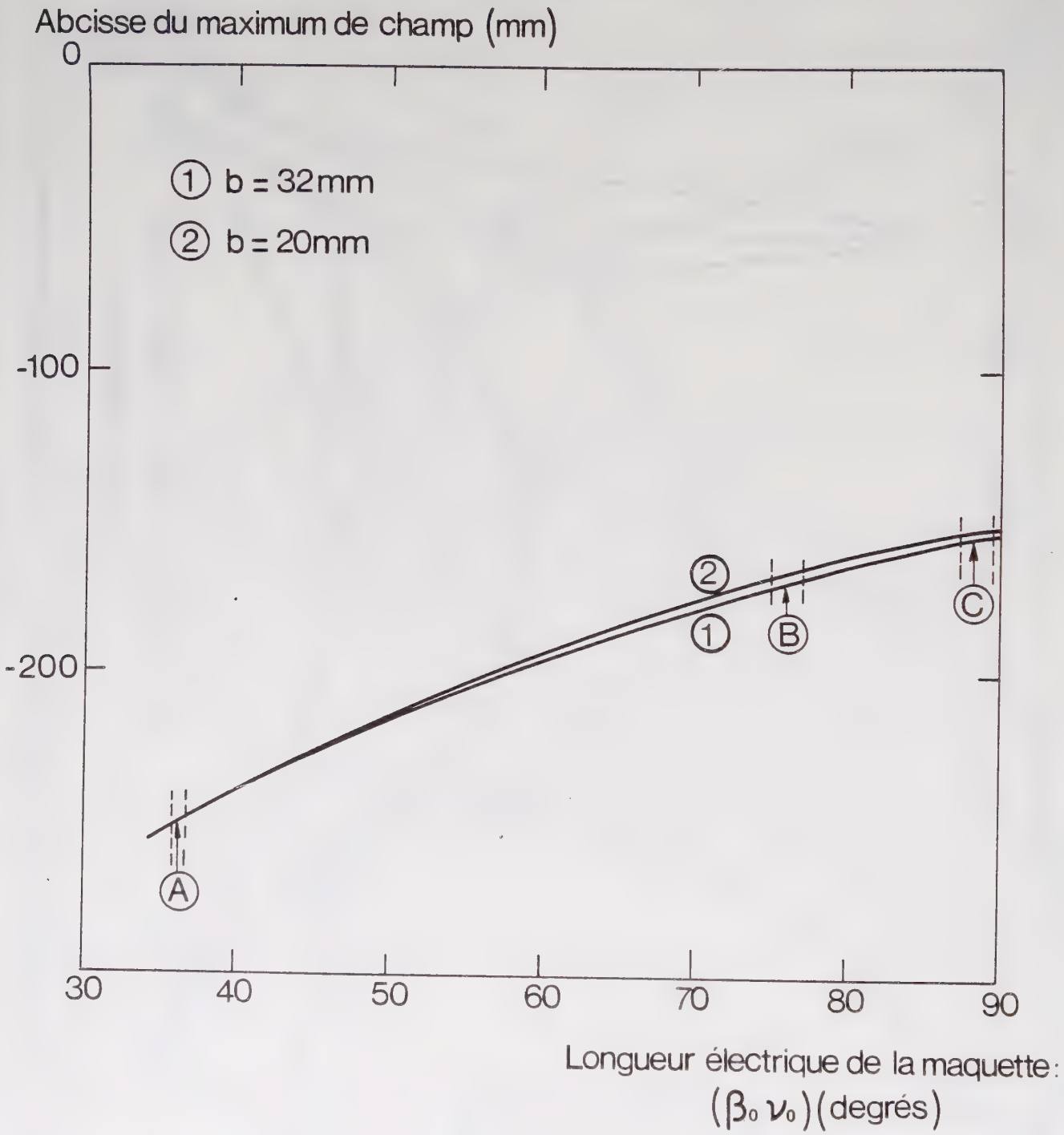


FIGURE 10 : POSITION DU MAXIMUM DE CHAMP MAGNÉTIQUE EN FONCTION DE LA LONGUEUR ÉLECTRIQUE DE LA MAQUETTE.

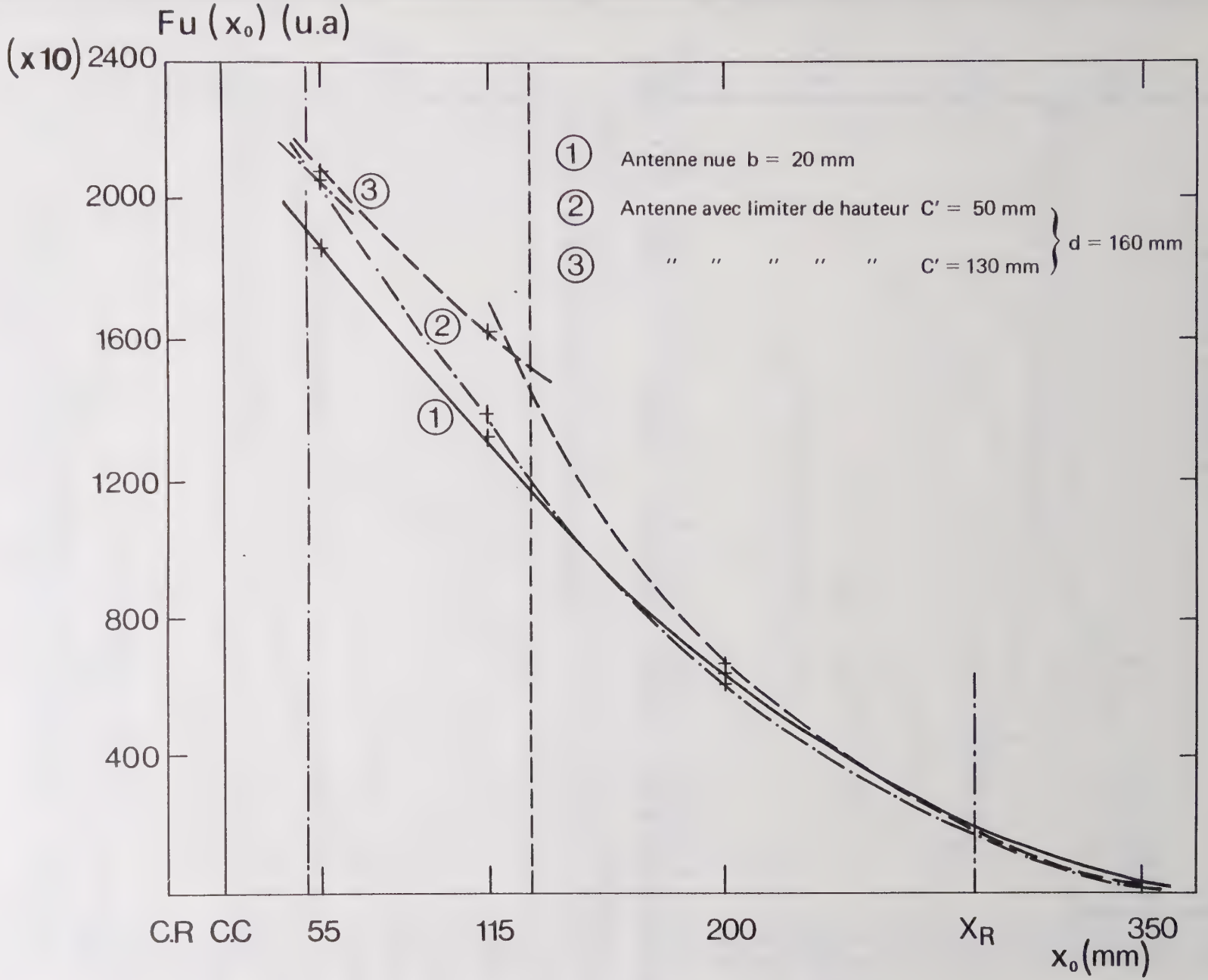
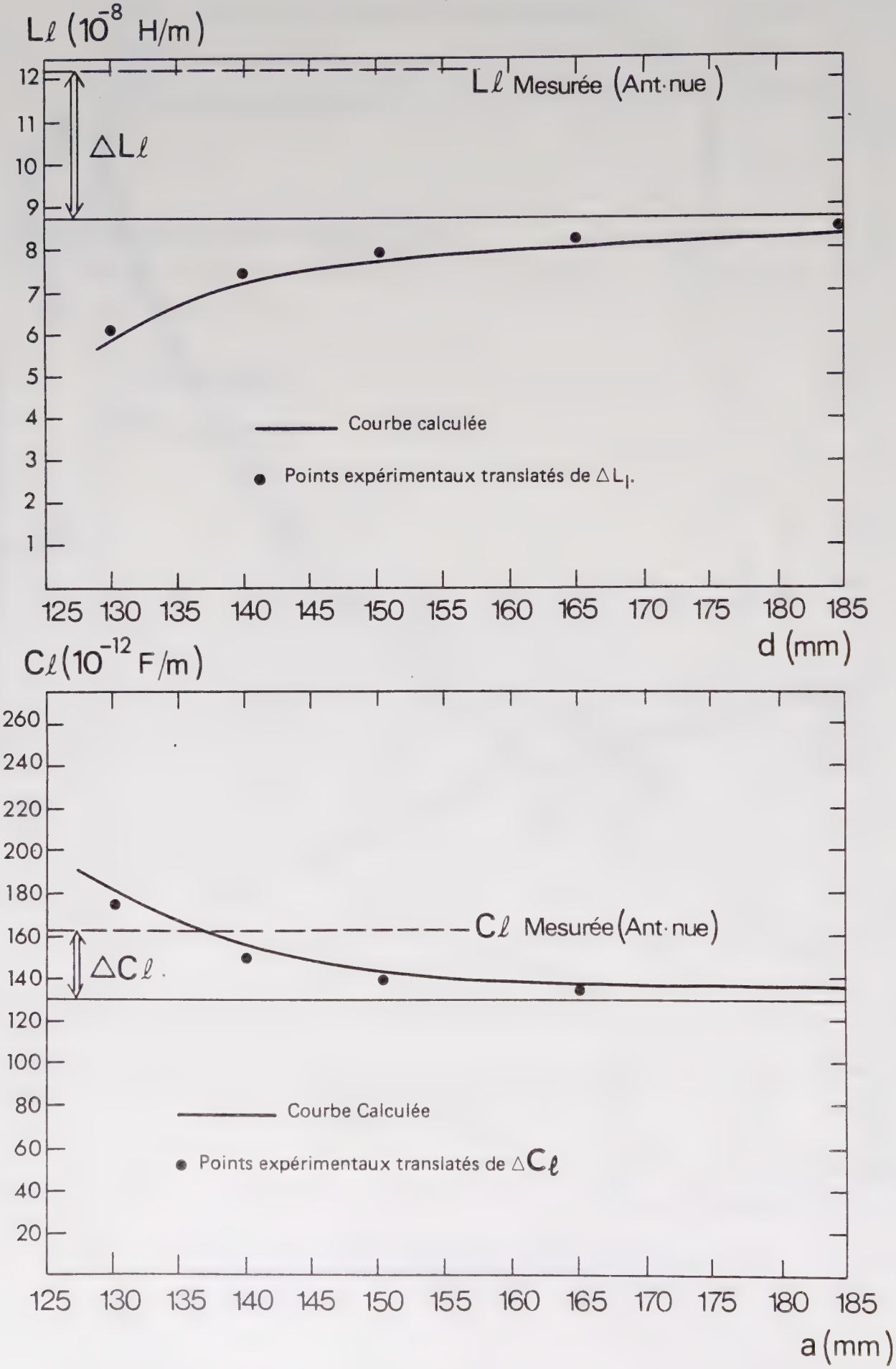
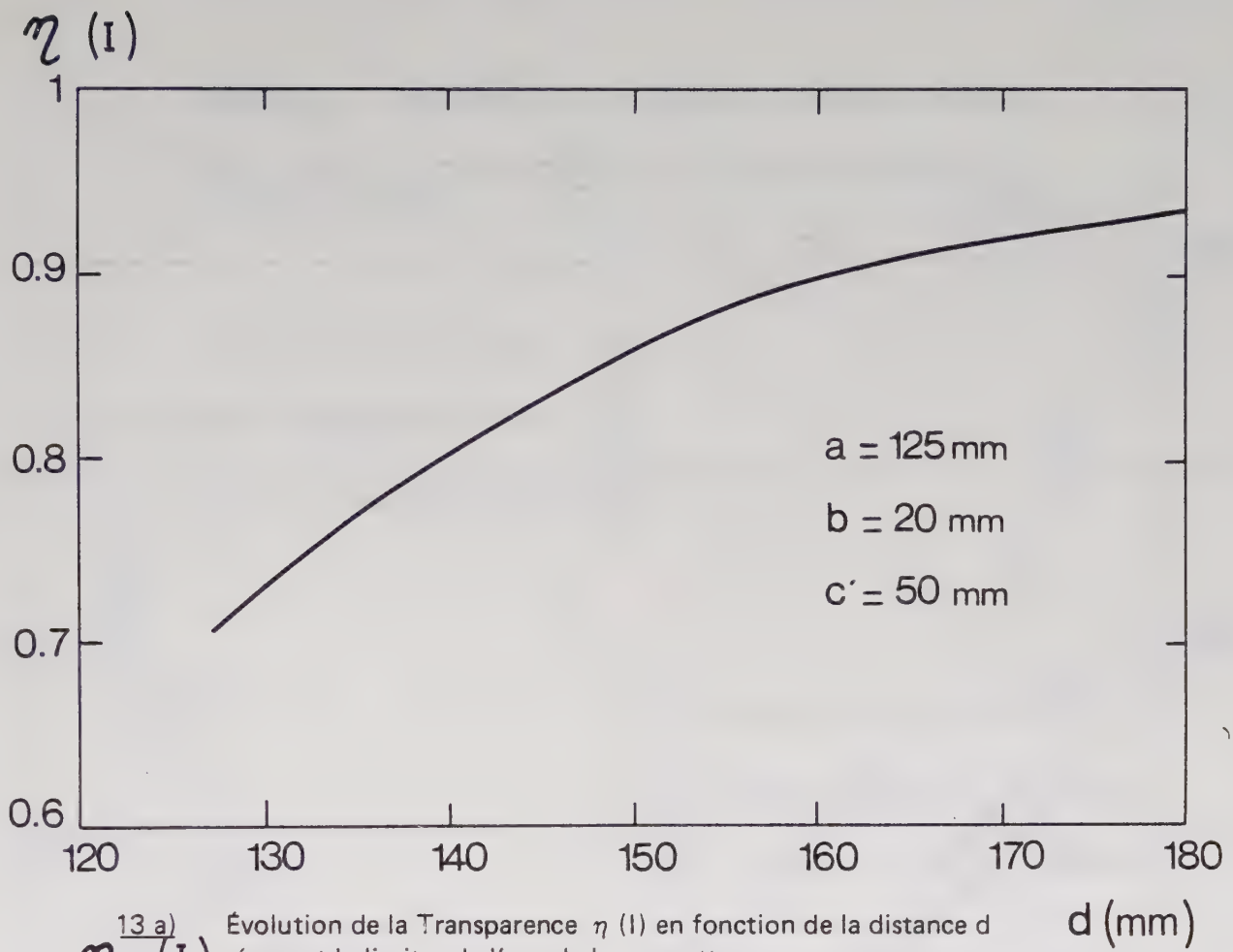


FIGURE 11 : ANTENNE AVEC LIMITERS

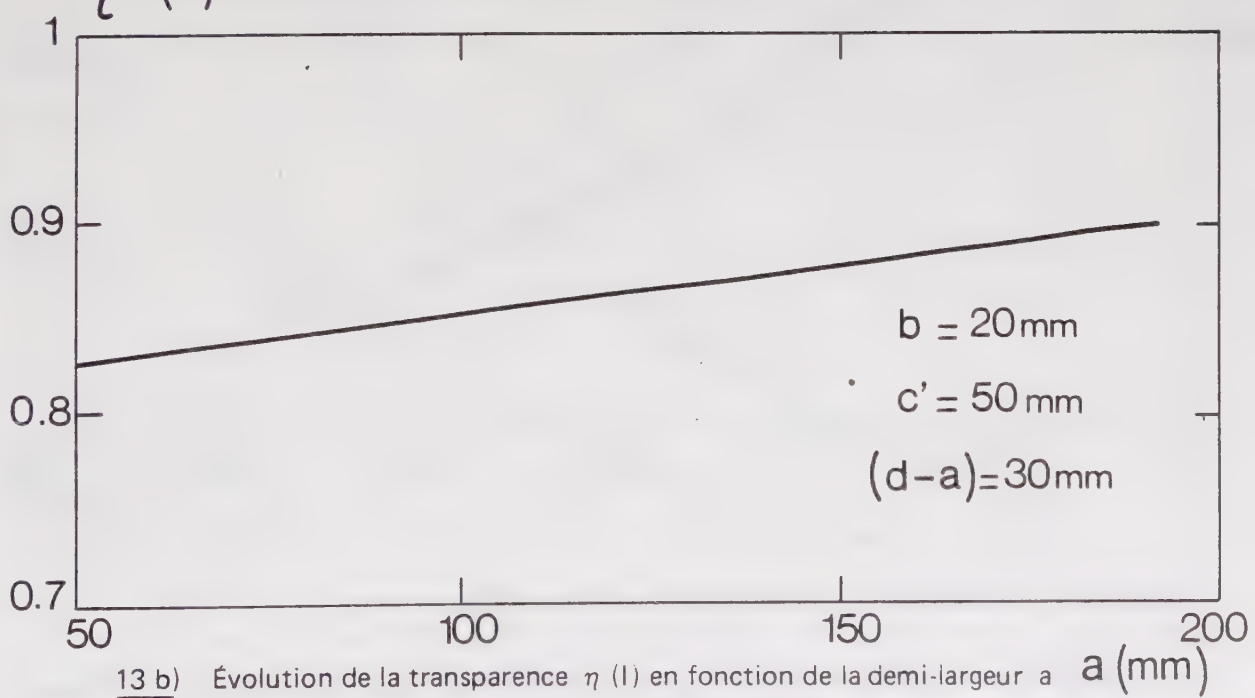
Évolution de Fu (X_o) avec la hauteur du point de mesure au-dessus du Conducteur de retour.

FIGURE 12 : COMPARAISON ENTRE LES VALEURS CALCULÉES ET MESURÉES DES COEFFICIENTS LINÉIQUES L_l ET C_l EN FONCTION DE LA DISTANCE d DES LIMITERS (c' = 40 mm) A L'AXE DE LA MAQUETTE.





13 a) Évolution de la Transparence η (I) en fonction de la distance d séparant le limiter de l'axe de la maquette.



13 b) Évolution de la transparence η (I) en fonction de la demi-largeur a du Conducteur, la distance (d – a) étant fixée.

FIGURE 13 : INFLUENCE DES LIMITERS SUR LE FLUX UTILE.

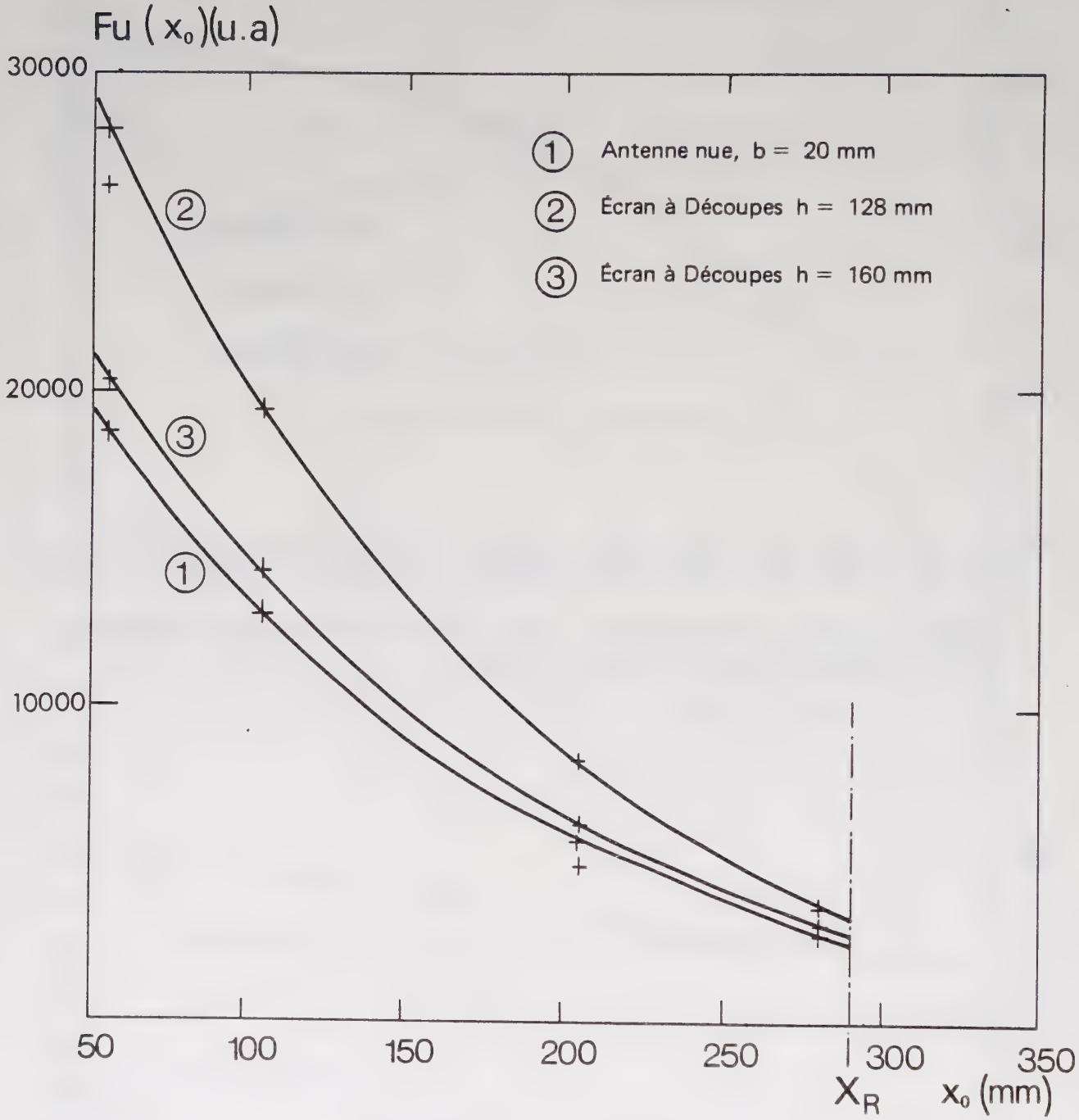
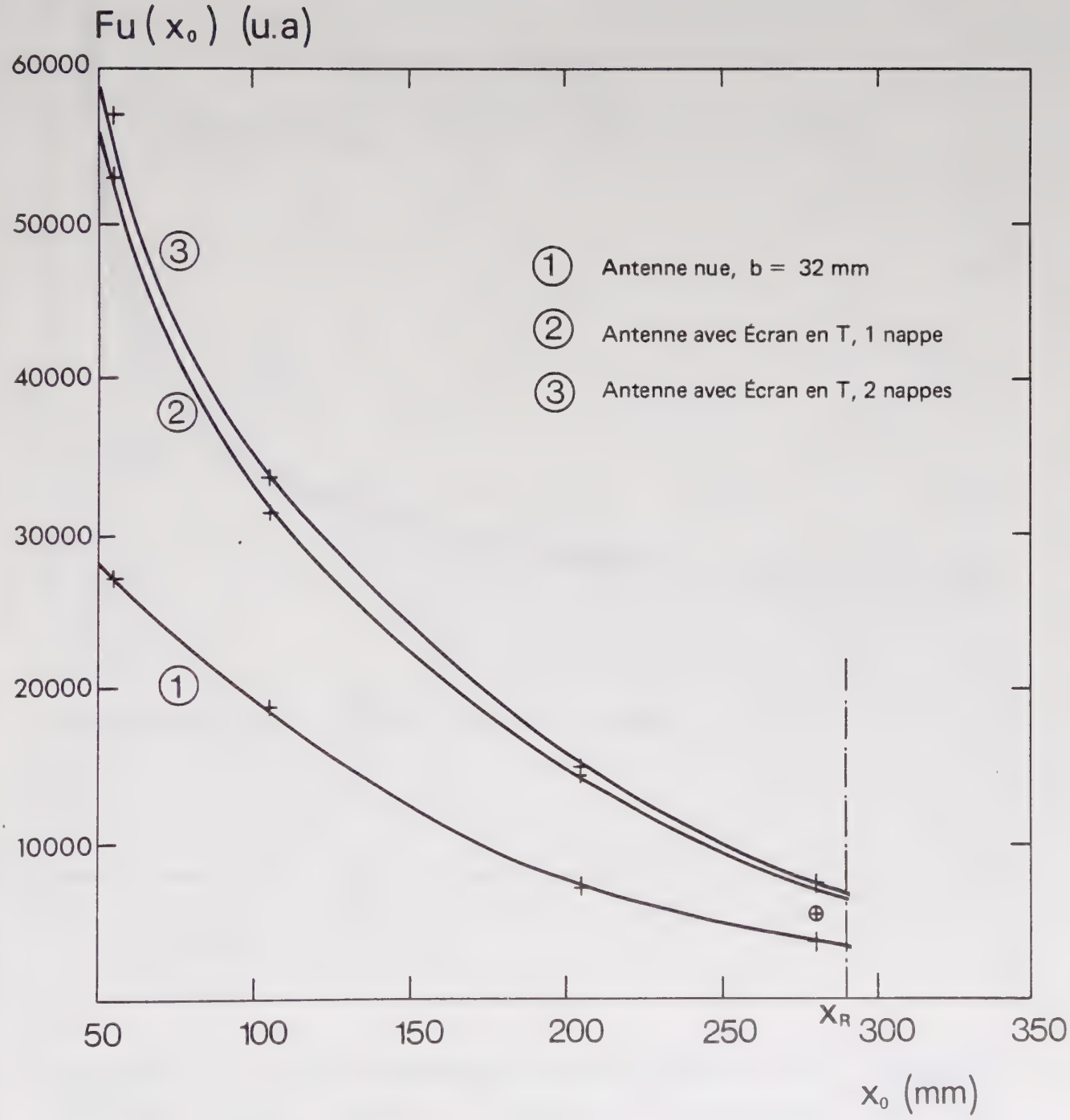


FIGURE 14 : ANTENNE AVEC ÉCRAN A DÉCOUPES.

Évolution de F_u (X_o) avec la hauteur du point de mesure au-dessus du Conducteur de retour.

FIGURE 15 : ANTENNE AVEC ÉCRAN EN T A DEUX NAPPES.

Évolution de F_u (x_o) avec la hauteur au point de mesure au-dessus du Conducteur de retour.



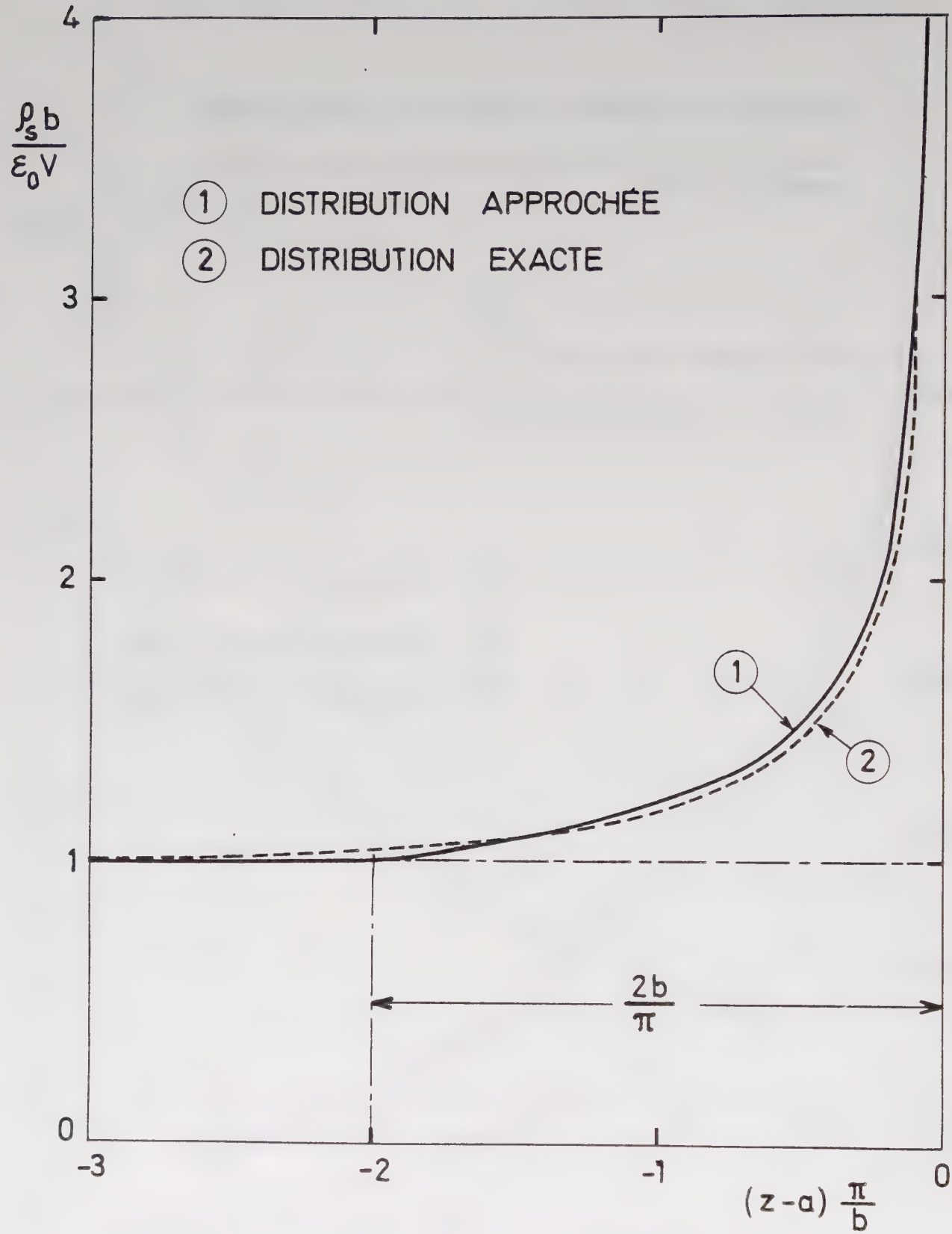


FIGURE 16 DISTRIBUTION TRANSVERSALE DE COURANT SUR LE CONDUCTEUR CENTRAL D'UNE LIGNE INFINIE, L'ECARTEMENT ENTRE LES DEUX CONDUCTEURS
b = 20 mm

CHAPITRE 3

LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE INSTALLEES SUR T.F.R. CARACTERISTIQUES GENERALES ET PROPRIETES DE COUPLAGE

LES ANTENNES DE CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE IONIQUE INSTALLEES SUR T.F.R. CARACTERISTIQUES GENERALES ET PROPRIETES DE COUPLAGE

I. - INTRODUCTION

Le chauffage des plasmas par ondes cyclotroniques ioniques fait actuellement des progrès rapides tant sur le plan de la compréhension des phénomènes physiques qu'en ce qui concerne le développement de la technologie haute puissance. La conception et la réalisation de structures de couplage capables de transférer au plasma des puissances H.F. supérieures au mégawatt (2 MW sur T.F.R.) a constitué une étape importante dans l'obtention de ces résultats. Les difficultés rencontrées tiennent toutes à la proximité immédiate de l'antenne d'un plasma chaud et dense qui impose des contraintes sur la résistance des structures aux efforts mécaniques et aux chocs thermiques. D'autre part, la détermination des propriétés électriques de l'antenne (tenue en tension et impédance de couplage) est rendue difficile par l'exiguité de l'environnement et la mauvaise connaissance du plasma périphérique. Pour ces raisons et malgré les récents succès, la structure de couplage reste l'élément le plus délicat de cette méthode de chauffage.

Une série d'expériences à moyenne puissance [1,2] a permis de définir les principaux éléments de l'antenne ; en particulier, la nécessité d'un écran électrostatique et la possibilité d'éliminer la plupart des pièces en isolant ont été établies. Cette même étude a démontré l'intérêt d'éléments capacitifs internes purement métalliques qui permettent, à la fréquence de travail habituelle, de réaliser la condition de

résonance de l'antenne qui constitue, en principe, la situation de couplage optimal [3]. D'autres travaux [4,5,6,7] ont confirmé l'importance de l'écran électrostatique et de la géométrie de l'antenne et donné une prescription pour le conditionnement de celles-ci. Nous ne connaissons par contre pas de travaux expérimentaux sur les caractéristiques du couplage en fonction des différents paramètres (fréquence, distance antenne-plasma etc ...). Cette absence est d'autant plus surprenante qu'on dispose maintenant de plusieurs modèles théoriques décrivant le couplage [8,9,10, 11,12]. C'est cette lacune que nous cherchons à combler ici. Après avoir détaillé les caractéristiques des deux types d'antennes installées sur T.F.R. et décrit les méthodes de mesure, nous rassemblons les données expérimentales sur le couplage en fonction des cinq paramètres importants :

- Fréquence de l'onde
- Composition du plasma
- Champ magnétique de confinement
- Distance antenne-plasma
- Densité du plasma.

Ces résultats sont discutés à la lumière des prédictions théoriques.

II. - CARACTERISTIQUES TECHNIQUES DES ANTENNES

II.1. - Antenne étroite double. Onde générée de l'intérieur du Tore

II.1.a) Description de l'antenne

La structure de couplage ayant permis de coupler 2 MW au plasma dans T.F.R. et à laquelle se réfèrent une partie des mesures ci-après est constituée de deux groupes de quatre antennes. Chaque élément d'antenne comporte :

i) L'élément rayonnant qui peut être assimilé à une ligne de transmission à bandes parallèles (quasi demi-circulaire) court-circuitée à l'intérieur

du tore. Le maximum de courant se trouvant au court-circuit, l'onde H.F. émise par l'antenne se propage donc depuis le côté fort champ du tokamak vers le côté faible champ.

ii) Un écran électrostatique conçu de façon à imposer une condition aux limites annulant la composante du champ électrique rayonné par l'antenne parallèle au champ toroïdal. Le mode transverse magnétique, qui correspond à une onde lente non propagative dans le plasma et stagnerait entre l'antenne et le bord du plasma, est ainsi confiné à l'intérieur de l'antenne. Cet écran est par contre transparent aux deux autres composantes du champ électrique, c'est-à-dire au mode transverse électrique correspondant à l'onde magnétosonique rapide impliquée dans ce mode de chauffage. Cet effet a été vérifié sur maquette [15].

iii) Des protections latérales épaisses (6 mm), placées de chaque côté de l'antenne, servant à encaisser les chocs thermiques imposés par le plasma. Ces éléments, fendus transversalement, sont transparents à l'onde.

iv) Une capacité métallique distribuée le long du conducteur central, entre celui-ci et le conducteur de retour, dont l'effet, combiné à celui de l'écran de Faraday, permet de ralentir suffisamment l'onde pour ramener la longueur électrique de l'ensemble à une valeur proche de $\lambda/4$, valeur optimale pour laquelle le courant à l'extrêmité de l'antenne est maximum pour une tension donnée sur la ligne d'alimentation (figure 1).

L'ensemble forme une structure dont le comportement en fonction de la fréquence est très bien décrit par la théorie des lignes haute fréquence parfaites, description sur laquelle on s'appuiera tout au long de cette discussion.

Les quatre éléments sont placés de chaque côté d'un queusot de T.F.R., chaque élément étant introduit séparément dans la chambre à vide. Leur taille est celle maximum permise par les dimensions standard des queusots (10 cm en largeur x 52 cm en hauteur). Les éléments sont ensuite assemblés en parallèle par paire supérieure et inférieure, chacune étant alimentée par une ligne coaxiale d'impédance caractéristique

Z_c = 25 Ω et de diamètre Ø = 8 cm. Cette disposition permet de laisser libre d'accès la partie centrale du queusot (figure 2). La séparation entre la chambre à vide et la ligne d'alimentation pressurisée à 2 kgs/cm^2 d'azote est assurée par deux passages étanches en alumine délimitant un tronçon où un vide secondaire (P = 10^{-6} Torr) permet d'améliorer la tenue en tension dans une zone où la ligne coaxiale est nécessairement de faible diamètre (figure 3).

Les principales dimensions d'une antenne sont données dans la table 1.

L'initiale w signifie : largeur ; L : longueur et e : épaisseur. Le rayon de courbure des flancs du conducteur central est désigné par la lettre : R.

TABLE 1

- Conducteur central	:	w = 62 mm ; L = 540 mm ; e = 4 mm
Bords	:	R = 3 mm
- Conducteur de retour	:	w = 85 mm ; L = 600 mm ; e (moyennée) = 13 mm
- Ecran électrostatique (64 pièces par élément d'antenne)	:	w = 5.3 mm ; e = 1 mm
- Capacité (63 pièces par élément d'antenne)	:	w = 8 mm ; e = 1 mm
- Séparation entre :		Conducteur central et conducteur de retour : 20 mm
		Conducteur central et écran électrostatique : 5 mm minimum
		Deux pièces de l'écran : 2 mm
		Conducteur central et capacité : 15 mm
		Deux pièces de la capacité : 1.5 mm

Les caractéristiques électriques d'une paire supérieure ou inférieure (deux éléments décrits ci-dessus montés en parallèle), mesurées au point de jonction des deux éléments, sont données table 2.

TABLE 2

Self inductance	$5\ 10^{-8}$ Henry
Fréquence de résonance à $\lambda/4$	66 MHz
Impédance caractéristique	$Z_o = 15\ \Omega$
Impédance Maximum à 66 MHz	$Z = 1500\ \Omega$
Vitesse de phase	$V_\phi = 1.4\ 10^8$ m/s
Résistance nominale (*) à vide à 60 MHz	$R_V \leq 0.4\ \Omega$

* La résistance de couplage R_c (ou résistance nominale) est la résistance qu'il faut placer sur la ligne d'alimentation au maximum de courant pour consommer la puissance effectivement dissipée dans l'antenne. Elle est définie par :

$$R_c = 2\ Z_c^2\ P/U_M^2 = Z_c\ (U_i/U_R - 1)/(U_i/U_R + 1)$$

Z_c étant l'impédance caractéristique de la ligne d'alimentation, U_M la tension crête sur celle-ci ($U_M = U_R + U_i$; U_i = tension incidente et U_R = tension réfléchie) et P la puissance effectivement couplée au plasma.

La résistance nominale à vide représente les pertes dans l'antenne et les éléments de circuit situés en amont. Afin d'interpréter certaines mesures, nous aurons besoin de connaître le vecteur d'onde moyen de l'onde rayonnée par ces antennes. Le spectre en kz calculé [13] de la partie réelle de l'impédance d'une paire d'éléments d'antenne est représenté figure 4, pour un plasma de deutérium ayant les caractéristiques suivantes : $n_e = 10^{14}$ cm^{-3}

Champ toroïdal $\bar{B}_\phi = 48$ KG

$\nu_{H.F.} = 6\ 10^7$ Hz

Le spectre obtenu varie peu pour des conditions de plasma légèrement différentes.

II.1.b) Conditionnement des antennes

- Après installation dans le tore, l'antenne est étuvée à 200°C durant deux heures en utilisant simultanément le dispositif d'étuvage de la chambre à vide (350°C) et le chauffage Joule de l'antenne par le courant H.F. à un niveau total de 4 KW continus (pour les deux groupes d'antennes).

- Un plasma crée par la H.F. elle-même permet ensuite de retirer le carbone et l'oxygène de la surface de l'antenne et de son environnement (qui peut comprendre une grande partie de la chambre à vide). Les conditions pour obtenir des décharges stables et reproductibles sont :

Champ toroïdal $B_\phi = 1$ à 2 K Gauss

Pression de deutérium : 1 à 2 m Torr

H.F. crête : 100 KW pendant 20 ms toutes les 2 secondes.

On poursuit ce conditionnement jusqu'à ce que la production de D_2O et de CD_4 se soit stabilisée. Cette étape ne semble nécessaire qu'après une exposition à l'air ambiant de la chambre à vide.

- On forme progressivement la tenue en haute tension de l'antenne au moyen de très courts pulses H.F. (1 à 3 ms). Avec ces antennes, des arcs électriques apparaissent pour une tension sur l'antenne allant de 7 à 10 kV. Après une centaine de claquages, l'antenne peut supporter

20 KW et on peut augmenter la durée du pulse H.F. jusqu'à 50 ms. Un système de protection placé au tout début de la chaîne de puissance permet, si le claquage entraîne un taux de réflexion supérieur à un seuil prescrit, d'interrompre temporairement la tension H.F. de façon à éviter tout risque de cratérisation de l'antenne. Ce conditionnement demande 1 à 2 heures et son effet bénéfique persiste durant toute la durée de vie de l'antenne. Même avec des antennes complètement conditionnées, on observe un résidu d'effet multipactor, au cours de décharges dans le vide, dont le maximum se situe pour une tension sur l'antenne de l'ordre de 200 V.

- Le tronçon de ligne sous vide secondaire est également conditionné grâce à cet effet multipactor : des décharges naissent spontanément dans un ensemble neuf et disparaissent d'elles-mêmes après une certaine période de nettoyage. Ainsi conditionné, l'ensemble a été soumis avec succès, dans les conditions normales de plasma, à une tension supérieure à 22 kV.

II.2. - Antenne large simple - Onde générée de l'extérieur du tore

Des difficultés techniques imposeront vraisemblablement dans les grands tokamaks de générer l'onde depuis l'extérieur du tore. Aussi a-t-on conçu une antenne composée de deux éléments limités au côté faible champ du tore, figure 5.

Les principales dimensions d'un élément sont données dans le tableau ci-dessous.

TABLE 3

- Conducteur central	: w = 315 mm ; e = 4 mm ; L = 220 mm
Bords	: R = 3 mm
- Conducteur de retour	: w = 335 mm ; e = 3 mm + superstructures ; L = 262.5 mm
- Ecran électrostatique (21 pièces par élément d'antenne)	: w = 14.5 mm ; e = 1.5 mm
- Séparation entre	: conducteur central et conducteur de retour : 26 mm
	conducteur central et écran électrostatique : 6 mm
	deux pièces de l'écran : 3 mm

Le flanc des éléments est également protégé par des protections latérales analogues à celles en place sur les antennes précédemment décrites. Les principales propriétés électriques d'un élément sont consignées dans le tableau ci-après.

TABLE 4

Self-inductance	:	$3\ 10^{-8}$ Henry
Fréquence de résonance à $\lambda/4$	:	150 MHz $\pm$ 10 MHz
Impédance caractéristique	:	$Z_o = 13\ \Omega \pm 2\ \Omega$
Impédance maximum à 150 MHz	:	$Z \simeq 1000\ \Omega$
Vitesse de phase	:	$V_\phi = 1.6\ 10^8$ m/s $\pm$ $3\ 10^7$ m/s
Résistance nominale à vide à 60 MHz	:	$R_V \lesssim 0.3\ \Omega$

Chaque demi-antenne est alimentée par une ligne d'impédance caractéristique $Z_c = 25\ \Omega$, la séparation entre la ligne d'alimentation pressurisée à 2 kgs/cm^2 d'azote et la chambre à vide de T.F.R. étant assurée par un passage étanche d'un type nouveau permettant de réduire la rupture d'impédance à son niveau, et donc de minimiser la réflexion lui incombant, (figure 6).

Le spectre en kz calculé de la partie réelle de l'impédance de ces antennes pour un plasma de deutérium présentant les caractéristiques

$$n_e = 10^{14}\ cm^{-3}$$

$$B_\phi = 48\ KG$$

$$\nu_{H.F.} = 6\ 10^7\ Hz$$

est donné figure 7.

III. - DISPOSITIF DE MESURE

III.1. - Mesure de la puissance couplée

Afin d'étudier le couplage de l'onde H.F. au plasma, nous avons effectué une série d'expériences à faible puissance (entre 10 et 100 watts), la fréquence du pulse H.F. pouvant varier de 50 à 100 MHz. Pour mesurer les tensions incidente et réfléchie, nous avons utilisé des coupleurs directionnels placés sur la ligne d'alimentation (figure 8). Ces deux signaux permettent, en principe, d'obtenir directement la résistance de couplage R_c, mais on remarque que dans la moitié inférieure du domaine de fréquence étudié la différence entre les signaux bruts est trop faible pour être exploitable (voir, par exemple, la photographie de la figure 8 correspondant à $\nu_{H.F.} = 60$ MHz). Nous avons alors utilisé un système de mesure différentielle, dont le principe est décrit ci-dessous, donnant un signal proportionnel à la puissance incidente P_i sur la ligne d'alimentation, et un signal proportionnel à la différence $P_i - P_r$, c'est-à-dire à la puissance P consommée dans le plasma (figure 9) : chaque signal de tension issu des coupleurs est amplifié avant d'être redressé au moyen d'une diode de caractéristique quadratique sur un large domaine de tension d'entrée. L'amplificateur assure une double fonction :

i) Assurer un niveau de signal compatible avec la plage quadratique de la caractéristique de la diode : on obtient ainsi des signaux proportionnels aux puissances incidente et réfléchie sur la ligne.

ii) Par un réglage plus fin, assurer l'égalité des signaux incident et réfléchi en l'absence de plasma. La puissance perdue dans la ligne d'alimentation et l'antenne n'est ainsi pas prise en compte. La puissance consommée mesurée est alors celle effectivement entrée dans la chambre à vide. Un amplificateur opérationnel effectue ensuite la différence entre les deux signaux P_i et P_r. Les deux traces lisibles sur l'oscilloscope sont la puissance incidente sur la ligne P_i (trace inférieure), et la puissance consommée $P = P_i - P_r$ (trace supérieure).

Cette méthode a permis de voir très clairement des variations relatives de la puissance couplée pendant la montée en densité qui sont peu visibles avec la méthode de mesure directe.

III.2. - Mesure du courant à l'extrémité de l'antenne large

L'implantation de ce nouveau type d'antenne dans T.F.R. (figure 5) a permis de placer une sonde à l'extrémité de celles-ci de façon à obtenir un signal proportionnel au courant à leur extrémité. Afin de nous affranchir au maximum des difficultés liées à une mesure absolue du flux brassé par la sonde, nous avons étalonné celle-ci, in situ, à 60 MHz. Connaissant bien les caractéristiques des éléments de circuit situés en amont de l'antenne et ayant déjà mentionné la bonne description des antennes par les équations des lignes de transmission, la connaissance des tensions incidente et réfléchie sur la ligne a permis de calculer avec une bonne précision le courant en bout d'antenne. La variation de l'étalonnage de la sonde avec la fréquence a été déterminé en laboratoire sur le montage définitif.

IV. - DESCRIPTION DES SIGNAUX - LES TROIS REGIMES DE COUPLAGE

Le signal de puissance couplée présente, en début de décharges pendant la montée en densité, une succession de figures bien caractérisées : à faible densité, la puissance couplée présente des pics très étroits qui se superposent à une modulation plus lente d'amplitude modérée. Au fur et à mesure que la densité augmente, les pics étroits disparaissent les premiers, le signal devenant plat à haute densité (figure 10).

L'absorption de l'onde est fonction de deux paramètres :

1/ La densité du plasma (la puissance absorbée est fonction du nombre de particules, l'absorption doit donc augmenter pendant la décharge avec la densité),

2/ La position de la couche hybride par rapport au plasma qui, selon que l'onde est générée depuis l'intérieur ou l'extérieur du tore, place la zone d'absorption avant ou après une zone où l'onde est évanescente.

Les pics étroits sont attribués aux modes toroïdaux : la longueur d'atténuation est suffisamment grande pour que l'onde interfère avec elle-même après avoir parcouru la grande circonférence du tore. J. Adam et J. Jacquinot [8] ont rendu compte de leur condition d'existence (figure 11,a). La modulation plus lente est due aux modes radiaux : l'onde interfère avec elle-même après avoir été réfléchie sur la paroi située face à l'antenne (figure 11,b). Deux modèles ont été développés à leur sujet : le premier, considérant un plasma cylindrique inhomogène, s'applique dans le cas d'une faible absorption [8] (n_e faible, tout début de la décharge) ; le second [11], en géométrie plane, donne une description des phénomènes d'autant meilleure que l'absorption est importante.

La puissance consommée devient indépendante de la densité à partir du moment où l'absorption est suffisamment forte pour que l'onde soit totalement absorbée avant d'avoir atteint la paroi face à l'antenne. Deux modèles plans considérant une antenne rayonnant dans un plasma semi-infini décrivent partiellement la situation : le premier [9] ne prend en compte ni les contributions du courant de court-circuit et de l'alimentation, ni l'effet de longueur finie de l'antenne. Le second [16] , bien que partant d'un modèle d'antenne plus réaliste, ne permet pour le moment de ne calculer que la variation de la partie réelle de l'impédance d'antenne, ce qui ne permet pas le calcul de la résistance de couplage.

Les structures en place dans T.F.R. nous ont permis d'étudier le couplage de l'onde au plasma, que celle-ci soit générée de l'extérieur ou de l'intérieur du tore. Il est cependant difficile de comparer ces deux situations physiques car les deux types d'antennes utilisés ont une géométrie très différente.

V. - EVOLUTION DU COUPLAGE AVEC LA FREQUENCE

V.1. - Onde générée de l'intérieur du tore

Nous avons mesuré la variation de la résistance de couplage R_c d'une paire d'antennes inférieure et dans les conditions données table 5. Les valeurs de R_c ont été calculées en fin de décharge, quand la densité est devenue suffisamment haute pour que le signal de puissance couplée soit devenu plat (figure 12).

TABLE 5

Nature du plasma	Champ B_ϕ	Courant plasma I_p	Densité au centre n_{eo}
Deutérium (6 % d'hydrogène)	4 Teslas	200 KA	$1.8\ 10^{14}\ cm^{-3}$
Deutérium (6 % d'hydrogène)	5 Teslas	200 KA	$1.8\ 10^{14}\ cm^{-3}$

La croissance avec la fréquence est bien supérieure à celle prédite par le calcul du couplage en présence de forte absorption, les connections et la longueur finie de l'antenne étant négligées [9].
Il faut toutefois noter que la mesure de la résistance de couplage R_c ne permet de caractériser l'efficacité que du groupement passage étanche + antenne comme structure permettant de coupler de la puissance H.F. au plasma. Quand on modifie la fréquence du pulse H.F., la variation du couplage peut être imputée à trois causes :

- le processus physique du couplage et d'absorption de l'onde,
- la modification de la distribution longitudinale de courant dans l'antenne due à la variation de longueur électrique,
- l'effet du passage étanche qui agit comme un transformateur d'impédance et dont l'effet est difficile à apprécier sur une large bande de fréquence.

La seule connaissance de la résistance de couplage ne permet pas de déterminer la part revenant à chacun de ces trois phénomènes.
On remarque cependant que cette demi-antenne passe par sa première résonance dans la bande de fréquence étudiée. Le courant à l'extrémité de celle-ci va donc croître à tension constante sur la ligne jusqu'à ce que sa longueur électrique atteigne $\lambda/4$, puis décroître ensuite. Si le deuxième effet était prépondérant, on devrait observer un pic aux alentours de 66 MHz, ce qui n'est pas le cas. La perturbation (adaptatrice ou désadaptatrice) apportée par le passage étanche n'est en aucun cas suffisante pour expliquer la variation observée. Il semble donc bien que ce soit le processus physique de couplage qui doive être mis en cause.
Nous verrons dans le prochain paragraphe que les contributions des courants de court-circuit et d'alimentation ne peuvent pas être négligées et sont responsables de cette forte dépendance avec la fréquence.

Lors des expériences à forte puissance, deux queusots de T.F.R., séparés par un quart de circonférence, étaient équipés de ce type d'antenne. La puissance totale couplée par l'ensemble du système a atteint 2.3 mégawatts. Les deux antennes, en principe identiques et occupant des positions symétriques par rapport aux équipements en place dans la chambre à vide (diaphragmes ...) ne sont cependant pas également efficaces : il apparaît un facteur 2/3 entre les deux valeurs de la résistance de couplage (figure 13). Le plasma périphérique dû à l'injection du gaz nécessaire à la formation du plasma dans le plus performant des deux queusots est peut-être la cause de ce déséquilibre. On a observé lors d'expérience ultérieures un renversement de cette tendance sans qu'aucune raison physique apparaisse clairement. De plus, on observe un effet de seuil : quand la puissance couplée atteint 500 kW par queusot (250 kW par paire d'antennes supérieure ou inférieure), on constate une légère croissance de la résistance de couplage qui augmente continuement avec la puissance (figure 13).

V.2. - Onde générée de l'extérieur du tore

Pour des raisons mentionnées dans le précédent paragraphe, il serait intéressant de mesurer une grandeur caractéristique du couplage ne dépendant que du plasma et du champ rayonné par l'antenne, indépendemment de la longueur finie de celle-ci et des éléments de circuit se trouvant en amont (notamment du passage étanche). Nous avons mentionné précédemment que l'implantation de ce type d'antenne dans T.F.R. avait permis de connaître le courant maximum y circulant.

Rayonnant dans le vide, les antennes considérées ici sont bien décrites si on les considère comme une ligne à bandes parallèles court-circuitée à une longueur donnée. Dans cette description, l'effet du couplage au plasma est de rajouter une résistance série le long de l'antenne (on n'introduit pas de pertes par conductance entre les deux conducteurs).

Si $R_1(s)$ est la résistance linéique le long de l'antenne, s étant l'abcisse le long de celle-ci (origine prise à l'entrée de l'antenne), on a :

$$P = \frac{1}{2} \int_0^L R_1(s)\ I^2(s)\ ds$$

I(s) étant le courant dans l'antenne, L sa longueur géométrique.

En toute rigueur, $I(s) = I_o \cos \beta'(L-s) \exp\left(-\frac{R_1(s)}{2}\ \frac{s}{Z_o}\right)$

I_o étant le courant en bout d'antenne mesuré par la sonde, β' le paramètre de propagation en présence de plasma dans la ligne à laquelle l'élément d'antenne est assimilé et Z_o l'impédance caractéristique de l'antenne. Le calcul indique [12,13] que la résistance linéique $R_1(s)$ est quasi-indépendante de l'abcisse et que le paramètre de propagation varie peu en présence de plasma.

Il vient :

$$I(s) = I_o \cos \beta\ (L-s) \exp\left(-\frac{\overline{R_1}}{2}\ \frac{s}{Z_o}\right)$$

β étant le paramètre de propagation à vide (nous essaierons dans un prochain paragraphe de mieux cerner la variation de β).
De plus, dans la plupart des expériences, le couplage s'est avéré suffisamment faible pour que la différence entre les signaux de courant avec et sans plasma soit très faible. Celà signifie que la distribution de courant est suffisamment peu perturbée pour qu'on puisse négliger la contribution du terme exponentiel (ceci sera confirmé par nos résultats). Par conséquent, on peut raisonnablement prendre des distributions longitudinales de courant dans l'antenne identiques à vide et en présence de plasma :

$$I(s) = I_o \cos \beta\ (L-s)$$

Ce qui mène à :

$$\overline{R}_1 = \frac{P}{I_o^2} \quad \frac{8\beta}{2\beta L + \sin 2\beta L}$$

Il est remarquable que la fonction $8\beta/(2\beta L + \sin 2\beta L)$ soit peu sensible à une variation de la longueur électrique β L de l'antenne (celle-ci mesure 36 degrés à vide). La puissance P couplée au plasma est mesurée par le système différentiel décrit en III.1.

Nous avons mesuré en fonction de la fréquence la résistance de couplage R_c et la résistance linéique $\overline{R}_1$ pour une antenne supérieure dans les conditions suivantes :

TABLE 6

Composition du plasma	Champ B_ϕ	Courant plasma I_p	Densité au centre n_{eo}	Figure
Hydrogène	3 Teslas	150 kA	$1.2\ 10^{14}\ cm^{-3}$	figure 14
Deutérium (20 % hydrogène)	4 Teslas	200 kA	$1.6\ 10^{14}\ cm^{-3}$	figure 15
Deutérium (10 % hydrogène)	5 Teslas	200 kA	$1.6\ 10^{14}\ cm^{-3}$	figure 16

On retrouve ici l'augmentation rapide de la résistance de couplage en fonction de la fréquence. Cette croissance est évidente tant sur $\overline{R}_1$ que sur R_c. Des mesures précises de densité à la périphérie côté faible champ du tore nous ont permis de vérifier qu'il ne s'agissait pas là d'un effet de profil.

Nous avons porté sur les figures 14, 15 et 16 l'évolution avec la fréquence de la résistance linéique :

Courbe ③ : valeurs expérimentales
Courbe ① : valeurs théoriques calculées en omettant les connections [9].
Courbe ⑤ : valeurs théoriques calculées en tenant compte des connections [16].

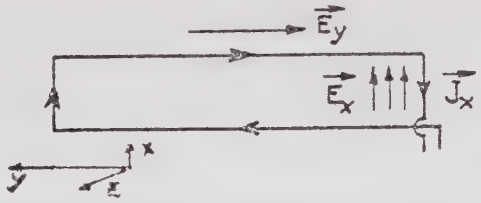
La comparaison de ces trois courbes permet de mettre en évidence : l'évolution très similaire des courbes ③ et ⑤ ; l'importance de la contribution des connections.

L'impédance linéique de l'antenne peut s'écrire :

$$Z = \frac{I_o^2}{II^*} \int dz \int \vec{E}.\vec{J}^* \, dl$$

Le champ électrique E_x qui est localisé près de l'alimentation de l'antenne est dirigé dans le sens opposé à celui du courant d'alimentation, d'où la diminution de la résistance introduite par cette connection.

Quand la longueur électrique de l'antenne augmente, la contribution relative du courant d'alimentation diminue, menant à une rapide croissance de la résistance linéique avec la fréquence.



Les valeurs calculées de $\overline{R}_1$ sont également toujours supérieures aux valeurs expérimentales. Ceci s'explique partiellement en tenant compte du fait que deux effets tendant à diminuer la résistance linéique ont été négligés:

- la distribution transversale du courant, piquée vers les bords du conducteur central, qui augmente la contribution des k_z grands au spectre de Fourier du courant d'antenne (figure 7), lesquels sont peu couplés au plasma.
- la transparence imparfaite de l'écran électrostatique au champ électromagnétique rayonné [15].

V.3. - Etude des modes propres

V.3.a) - Identification des modes radiaux

Dans les expériences précédemment décrites (V.1), où l'onde était générée depuis l'intérieur du tore, le faible pourcentage d'hydrogène présent dans le plasma - conduisant à des longueurs d'atténuation assez grandes - nous a permis de suivre un certain nombre de modes radiaux. Il a ainsi été possible de voir un même mode apparaître pour différentes fréquences à des instants différents dans la décharge, c'est-à-dire à des densités différentes (figure 10).

A l'aide d'un modèle très élémentaire, nous avons pu rendre compte du déplacement en densité observé en fonction de la fréquence : Considérons un plasma homogène limité par deux plans séparés par une

distance égale à deux fois le rayon de la chambre à vide a. Si λ est la longueur d'onde dans le plasma suivant x pour la fréquence considérée, la condition pour laquelle nous observerons un mode résonant est : $N \frac{\lambda}{2} = 2a$.

ou :

$$\frac{\pi N}{2a} = K_X \quad .$$

K_X étant le vecteur d'onde dans la direction OX

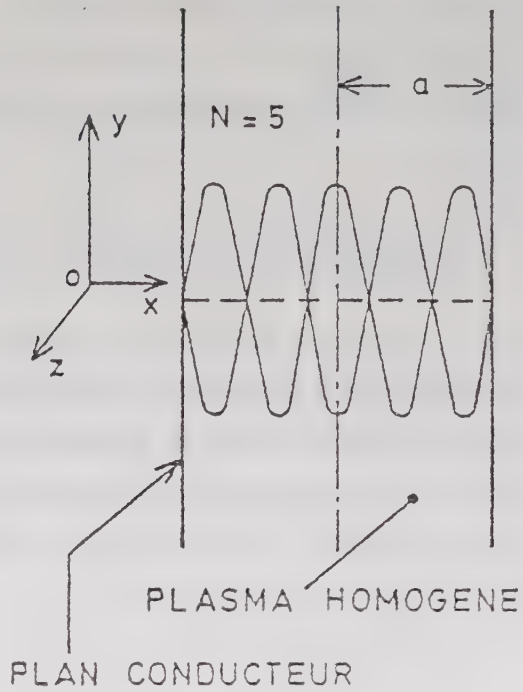
En remplaçant K_X par sa valeur dans l'équation de dispersion plasma froid :

$$K_X^2 = \frac{(S - K_Z^2)^2 - D^2}{S - K_Z^2}$$

avec

$$S = - \frac{\omega_{P_D}^2}{C_o^2} \frac{(2\pi \nu_{HF})^2}{(2\pi \nu_{HF})^2 - \Omega_{CD}^2}$$

et $$D = - \frac{2\pi \nu_{HF}}{\Omega_{CD}} S$$



On obtient la condition liant la densité du plasma n_e, la fréquence de l'onde $\nu_{H.F.}$ et le champ magnétique de confinement B_o.

$$\frac{n_e^2}{\varepsilon_o^2} \left(\frac{e^4}{e^2 B_\phi^2 - 4\pi^2 m_D^2 \nu_{HF}^2} \right)$$

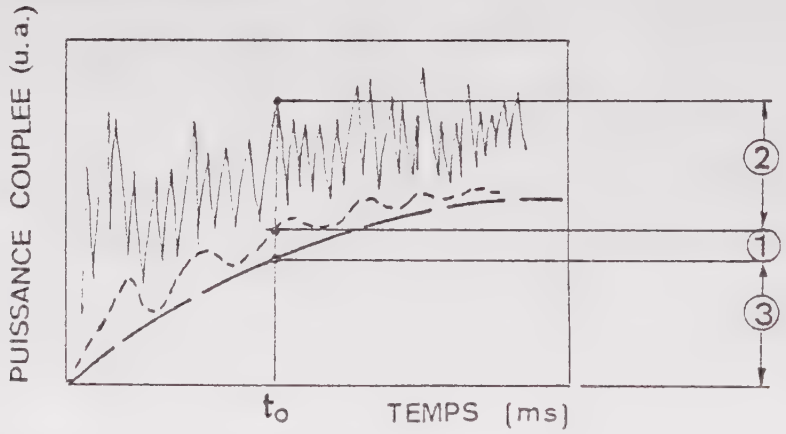
$$+ \frac{C_o^4}{\nu_{HF}^4} \frac{e^2 B_o^2}{m_D^2} \frac{K_Z^2}{4\pi^2} \left[\left(\frac{N}{2a} \right)^2 + \frac{K_Z^2}{4\pi^2} \right]$$

$$= \frac{n_e e^2}{\varepsilon_o m_D} \frac{\Omega_{CD}^2}{\Omega_{CD}^2 - 4\pi^2 \nu_{HF}^2} \frac{C_o^2}{\nu_{HF}^2} \left[\left(\frac{N}{2a} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{K_Z^2}{\pi^2} \right]$$

Nous avons reporté (figure 17), les courbes calculées (*) de n_e en fonction de $\nu_{H.F.}/B_\phi$, pour B_ϕ = 4 et 5 teslas et N = 4 à 7, ainsi que les courbes expérimentales. Malgré la grande différence de géométrie entre le modèle et la réalité, le bon accord observé permet d'attribuer sans ambiguité la modulation du couplage pendant la montée en densité du plasma à la présence des modes radiaux de l'onde magnétononique rapide.

V. 3.b) - Modes toroïdaux : modulation du couplage

L'amplitude des pics attribués aux modes toroïdaux est caractéristique de la longueur d'atténuation de l'onde dans le plasma le long de z. Nous avons mesuré à faible densité le taux de modulation de la puissance en fonction de la fréquence. Les valeurs indiquées figures 18 et 19 sont mesurées à la moitié de la montée en densité de la décharge (voir figure ci-dessous).



t_o INSTANT DE LA MESURE

① MODULATION DUE AUX MODES RADIAUX

② // // // // TOROÏDAUX

③ PIED DE LA COURBE

---

* Nous avons pris pour valeur de $\overline{K_z^2}$ une valeur moyenne tirée du spectre calculé des antennes doubles (figure 4). Cette valeur ne dépend que faiblement des conditions de plasma.

La modulation $\frac{\Delta P}{< P >}$ correspond, selon la décomposition de la figure page 18, à la modulation due aux modes toroïdaux ② , divisée par le pied de la courbe ③, soit $\frac{\Delta P}{< P >} = ②/③$.

Dans un plasma de deutérium comprenant 10 % d'hydrogène et confiné par un champ magnétique B_ϕ = 5 teslas, on observe une forte décroissance des modes quand la couche résonante à la fréquence hybride ion-ion traverse le plasma (figure 18). Le minimum de modulation (très faible, même à basse densité) coïncide avec la présence de cette résonance au centre du plasma. L'allure de la courbe de la figure (18) peut être correctement reproduite par un calcul basé sur l'évaluation de l'absorption dans un processus de conversion de mode de type Budden [14]. Cependant l'accord est obtenu pour une valeur de kz $\simeq$ 15 m^{-1} sensiblement supérieure au < kz > généré par l'antenne. Les effets de propagation en géométrie torique qui se font à kz*R constant et, par conséquent, augmentent < kz > au cours de la pénétration vers la zone d'absorption peuvent expliquer une partie de cette différence.

Conformément aux observations, cette théorie indique que l'absorption augmente rapidement avec la densité du plasma.

Dans un plasma d'hydrogène pur confiné par un champ magnétique B_ϕ = 3 teslas, on a également observé (figure 19), une absorption aux alentours du deuxième harmonique de la fréquence cyclotronique des protons. Le taux d'absorption est notablement plus faible que dans le cas précédent, ce qui permet aux modes toroïdaux de subsister. Cependant l'absorption augmente avec la densité et, lorsque la couche résonante est au centre du plasma, les modes toroïdaux finissent par disparaître complètement pendant la seconde moitié de la décharge.

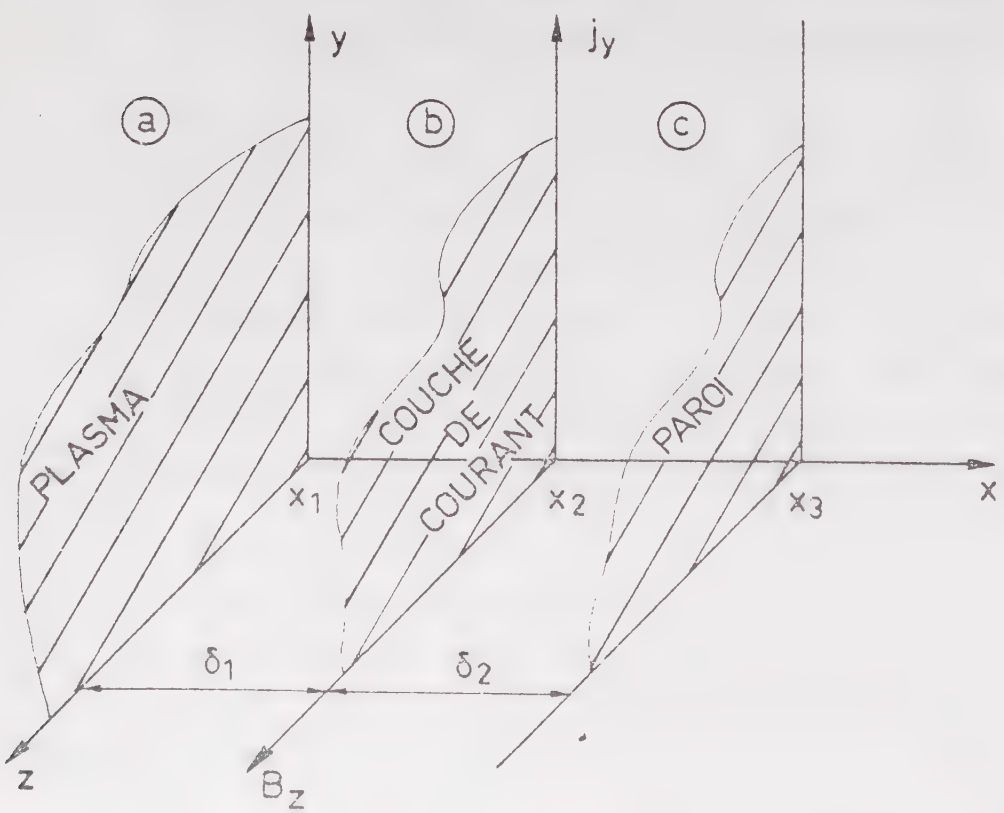
VI. - VARIATION DU COUPLAGE EN FONCTION DE LA DISTANCE DE LA NAPPE DE COURANT AU PLASMA

Ces expériences ont été réalisées dans un plasma d'hydrogène confiné par un champ toroïdal B_ϕ = 4 teslas. La fréquence de l'onde, générée depuis l'extérieur du tore, était $\nu_{H.F.} = 10^8$ Hz.

Au cours de chaque décharge un créneau de déplacement horizontal vers l'intérieur du tore était imposé à la couronne de plasma, augmentant ainsi sensiblement la distance entre l'antenne et le bord du plasma.
Nous donnons (figures 20 et 21) les valeurs absolues des paramètres R_c et $\overline{R}_1$ en fonction de la distance antenne-plasma, déterminée à partir des enregistrements du profil de densité (figure 22).

La décroissance observée est correctement rendue par un calcul d'ordre de grandeur basé sur le calcul d'évaluation du couplage en présence de forte absorption [9] :

"considérons le modèle plan suivant



Un plasma de densité uniforme confiné par un champ magnétique uniforme B_z occupe le demi-espace a défini par $X < X\,1$. L'espace b entre X_1 et X_2 est vide et sépare le plasma d'une couche de courant.

$$J_y = J \exp i\,(K_z Z - \omega\, t)$$

Enfin, l'espace c compris entre X_2 et X_3 est vide également et sépare la couche de courant d'une paroi métallique parfaitement conductrice".

Dans ces conditions, au niveau de la couche de courant, le champ électrique est donné par :

$$E_y\,(X_2) = \frac{2\,\Pi\, i\,\omega\, J}{K_z\, c^2}\,(e^{K_z\,\delta_2} - e^{-K_z\,\delta_2}) \quad X$$

$$\frac{K_z\,(e^{K_z\,\delta_1} + e^{-K_z\,\delta_1}) + i\,K_X\,(e^{K_z\,\delta_1} - e^{-K_z\,\delta_1})}{K_z\,(e^{K_z\,\delta_3} + e^{-K_z\,\delta_3}) + i\,K_X\,(e^{K_z\,\delta_3} - e^{-K_z\,\delta_1})}$$

où K_X est la composante selon X du vecteur de propagation dans le plasma et $\delta_1 = X_2 - X_1$, $\delta_2 = X_3 - X_2$ et $\delta_3 = \delta_1 + \delta_2$.

Définissant l'impédance linéique spectrale Z_k par :

$$< E_y(X_2) >_z = I \int_{-\infty}^{+\infty} Z_k\, d\,k$$

on obtient en développant les exponentielles au premier ordre, tant que $K\delta_i << 1$:

$$R_e(Z_k) = \frac{\omega}{C^2}\,\frac{2K_X\,\delta_2^{\,2}}{1 + K_X^{\,2}(\delta_1 + \delta_2)^2}$$

pour un plasma homogène, K_x et K_z sont liés par la relation

$$K_X^{\,2} = \frac{(S - K_z^{\,2})^2 - D^2}{S - K_z^{\,2}}$$

les définitions de S et de D étant données au paragraphe (V.3.a) les valeurs calculées et mesurées de $\bar{R}_1$ étant très dissemblables (cf.V.2), nous avons normalisé les résultats à la valeur de la résistance linéique pour une distance antenne-plasma $\delta_1 = 3.5$ cm, soit :

$$\frac{\bar{R}_1(\delta_1)}{\bar{R}_1(3.5)} = \frac{1 + \bar{K}_x^2 (3.5 + 2.6)^2}{1 + \bar{K}_x^2 (\delta_1 + 2.6)^2}$$

δ_1 étant exprimé en cm, $\bar{K}_x^2$ en cm^{-2} , la valeur de $\bar{K}_x^2$ a été calculée à partir de la relation de dispersion et de la valeur de $\bar{K}_z^2$ tirée du spectre en K de l'antenne considérée (figure 7), déterminé en faisant l'hypothèse d'une forte absorption.

Nous avons déterminé δ_1 en approximant les profils de densité mesurés par des profils paraboliques, la distance δ_1 était alors déterminé par le point où la densité se serait annulée si le profil avait été strictement parabolique. Cette détermination constitue une bonne approximation puisque les ailes du profil de densité sont de densité suffisamment faible pour que l'onde rayonnée par l'antenne n'y soit pas propagative (figure 22).

On obtient $\sqrt{\bar{K}_x^2} = 7.7\ 10^{-1}\ cm^{-1}$. La fonction :

$$\frac{\bar{R}_1(\delta_1)}{\bar{R}_1(3.5)} = \frac{1 + (7.7\ 10^{-1})^2 (3.5 + 2.6)^2}{1 + (7.7\ 10^{-1})^2 (\delta_1 + 2.6)^2} \quad (\delta_1 \text{ en cm})$$

et rendant compte de la décroissance du couplage quand on éloigne l'antenne du plasma, est représentée figure 23, ainsi que les points expérimentaux correspondants. On notera le très bon accord entre les valeurs calculées et mesurées.

VII . - VARIATION DE LA LONGUEUR ELECTRIQUE DE L'ANTENNE EN PRESENCE DE PLASMA

Pour quelques expériences dans l'hydrogène avec un champ toroïdal B_ϕ = 3 teslas, il a été possible de mesurer une légère diminution ΔI_o du courant à l'extrémité de l'antenne en présence de plasma.

La tension appliquée sur l'antenne restant constante, cette diminution peut avoir deux origines :

i) Le terme exponentiel dû à l'introduction par le couplage au plasma d'une résistance linéique $\overline{R}_1$ non nulle. La chute de courant ΔI à l'extrémité de l'antenne en découlant a pour expression :

$$\Delta I = I_o \left[1 - \exp \left(- \frac{\overline{R}_1}{2} \frac{L}{Z_o} \right) \right]$$

La chute du courant ΔI_o observée est notablement plus importante que la valeur ΔI calculée ci-dessus.

ii) Une variation du paramètre de propagation β de la ligne à laquelle est assimilée l'antenne. Et, de fait, la théorie prévoit une légère diminution de β.

Les hypothèses simplificatrices (distribution longitudinale de courant inchangée avec et sans plasma) faites pour déterminer $\overline{R}_1$ nous ont conduit à légèrement surestimer la résistance linéique :

$\overline{R}_{1\ \text{mesuré}} \geq \overline{R}_{1\ \text{réel}}$. Puisque $\Delta I_o > \Delta I$, la différence $\Delta I_o - \Delta I$ est donc bien imputable à une variation de β.

$$\frac{I_o}{I_o - \Delta I_o + \Delta I} = \frac{\cos \beta L}{\cos \beta' L}$$

Les valeurs observées conduisent à une diminution de la longueur électrique de 4 à 6 degrés en présence de plasma : pour $\nu_{H.F.}$ = 60 MHz, l'antenne mesure 36 degrés à vide et 30 à 32 degrés avec plasma.

Il s'agit là bien sur d'un résultat très qualitatif, mais il est remarquable que le sens de variation et l'ordre de grandeur soient en bon accord avec la théorie [9] qui prévoit une diminution de la self de l'antenne.

VIII. - CONCLUSIONS

Nous avons décrit les caractéristiques générales et les propriétés de couplage de deux types d'antenne. Seules les antennes étroites doubles ont bénéficié d'une période d'expérimentation à haute puissance. Un réseau de huit éléments d'antenne groupés deux à deux a permis de transmettre régulièrement 1.5 mégawatts, 2 à 2.3 mégawatts dans certains cas. Ce résultat correspond à 1 kilowatt par cm^2 de surface rayonnante placée à l'intérieur du tore. L'obtention de ce résultat a nécessité la mise au point d'une méthode de conditionnement en trois étapes que nous avons décrite ici.

L'expérimentation à basse puissance a permis de déceler un certain nombre de phénomènes intéressants :

i) Croissance rapide de la résistance de couplage des deux types d'antenne avec la fréquence ; celle-ci est due à la forte contribution des courants d'alimentation et de court-circuit, mettant ainsi en évidence l'intérêt d'antennes de grande longueur électrique.

ii) Mise en évidence des modes radiaux. La variation de la condition d'apparition en fonction du champ magnétique, de la densité et de la fréquence suit avec une grande précision les caractéristiques de l'onde magnétosonique rapide.

iii) Mise en évidence des modes toroïdaux. Ces modes disparaissent lorsqu'une couche absorbante traverse le plasma. Cette couche peut être soit la résonance hybride ion-ion dans un plasma de deutérium contenant une minorité d'hydrogène, soit la résonance harmonique dans un plasma d'hydrogène pur. Il est remarquable que ce dernier mécanisme d'absorption soit suffisant à haute densité ($\bar{n}_e \simeq 10^{14}$ cm^{-3}) pour faire totalement disparaître la modulation de la résistance de couplage due aux modes.

iv) Le rôle primordial de la distance plasma-antenne qui apparaît en accord avec les modèles théoriques existants. D'autre part, la résistance de couplage paraît croître avec la puissance. Cet effet pourrait être imputable à l'augmentation de la densité du plasma périphérique, mais aucune mesure ne nous permet d'asseoir cette hypothèse.

v) Finalement, la mise en évidence de la diminution d'inductance de l'antenne en présence de plasma.

REFERENCES

[1] Equipe T.F.R., Nuclear Fusion, Vol. 19, no. 11 (1979), p. 1538.

[2] Equipe T.F.R., Proceedings of International Conference on Plasma Physics, Vol. II (Nagoya, 1980), paper No. 10A-3.

[3] Adam J., Darbandi A., Jacquinot J., Kuus H., Fusion Technology, Proceedings of the 10th Symposium, Vol. 1 (Padova, 1978), p. 263.

[4] Jacquinot J., Lebot H., Adam I., Kuus H., 11 th Symposium on Fusion Technology (Oxford 1980).

[5] Bhatnagar et al., 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Brussels, 1980), paper No. IAEA-CN-38/d-4.

[6] Odajina K. et al., Nuclear Fusion, Vol. 20, No. 10 (1980), p. 1330.

[7] Taylor R.J., Proceedings of the fourth topical conference on Radio Frequency Plasma Heating (Austin, 1981), paper No. E1.

[8] Adam J., Jacquinot J., EUR-CEA-FC-886 (1977).

[9] Adam J., EUR-CEA-FC-1004 (1979).

[10] Messiaen A.M., Meynart R., Weynants R.R., Ecole Royale Militaire de Bruxelles, Laboratory Report No. 76 (1981).

[11] Lapierre Y., EUR-CEA-FC-1043 (1980).

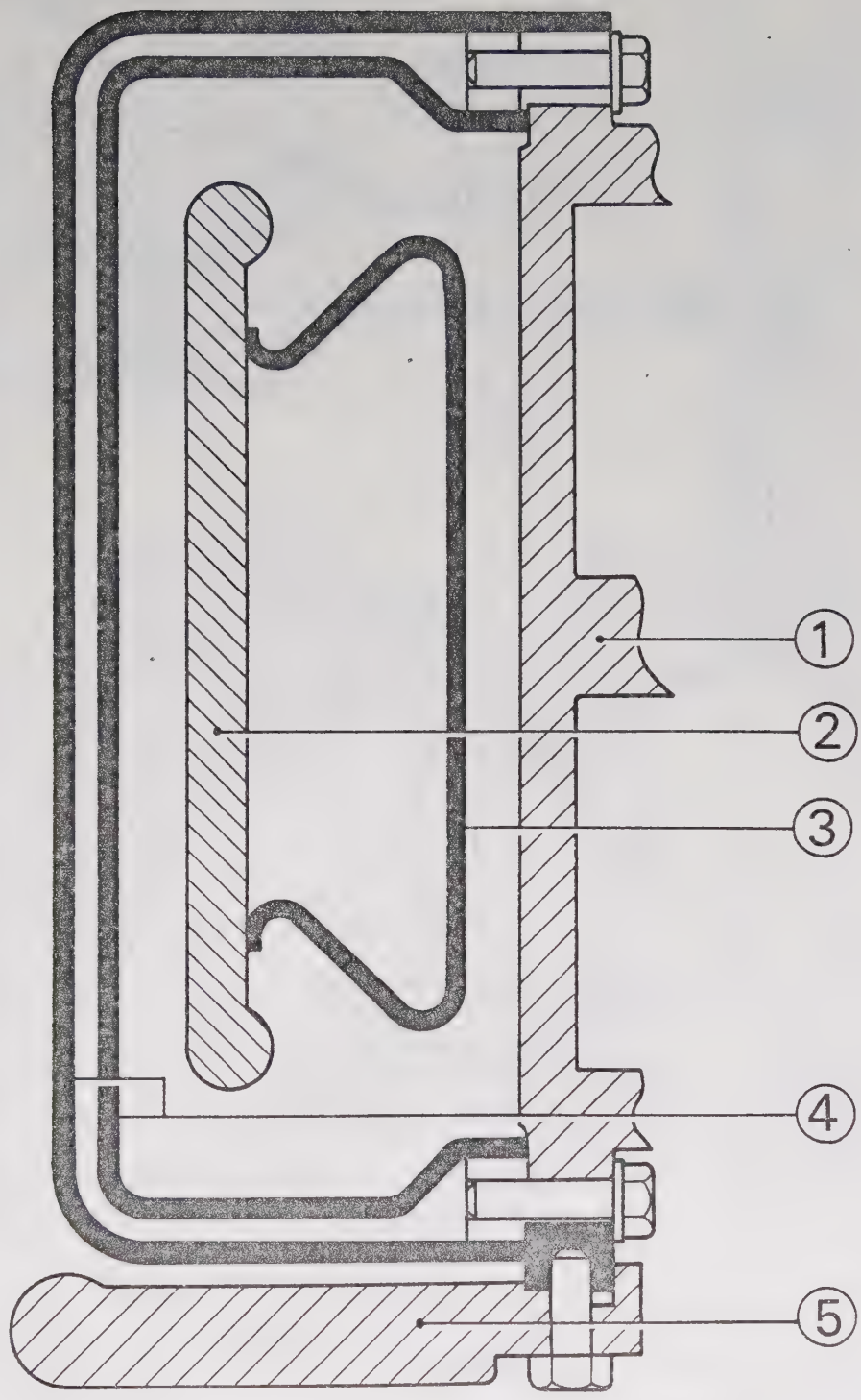
[12] Bers A., Jacquinot J., Lister G., EUR-CEA-FC-1066 (1980).

[13] Adam J., Jacquinot J., Lapierre Y., Marty D., Proceedings of the fourth topical conference on Radio Frequency Plasma Heating (Austin, 1981), paper No A1.

[14] Jacquinot J., Mc Vey B.D., Scharer J.E., Phys. Rev. Letters, 39 (1977) 88.

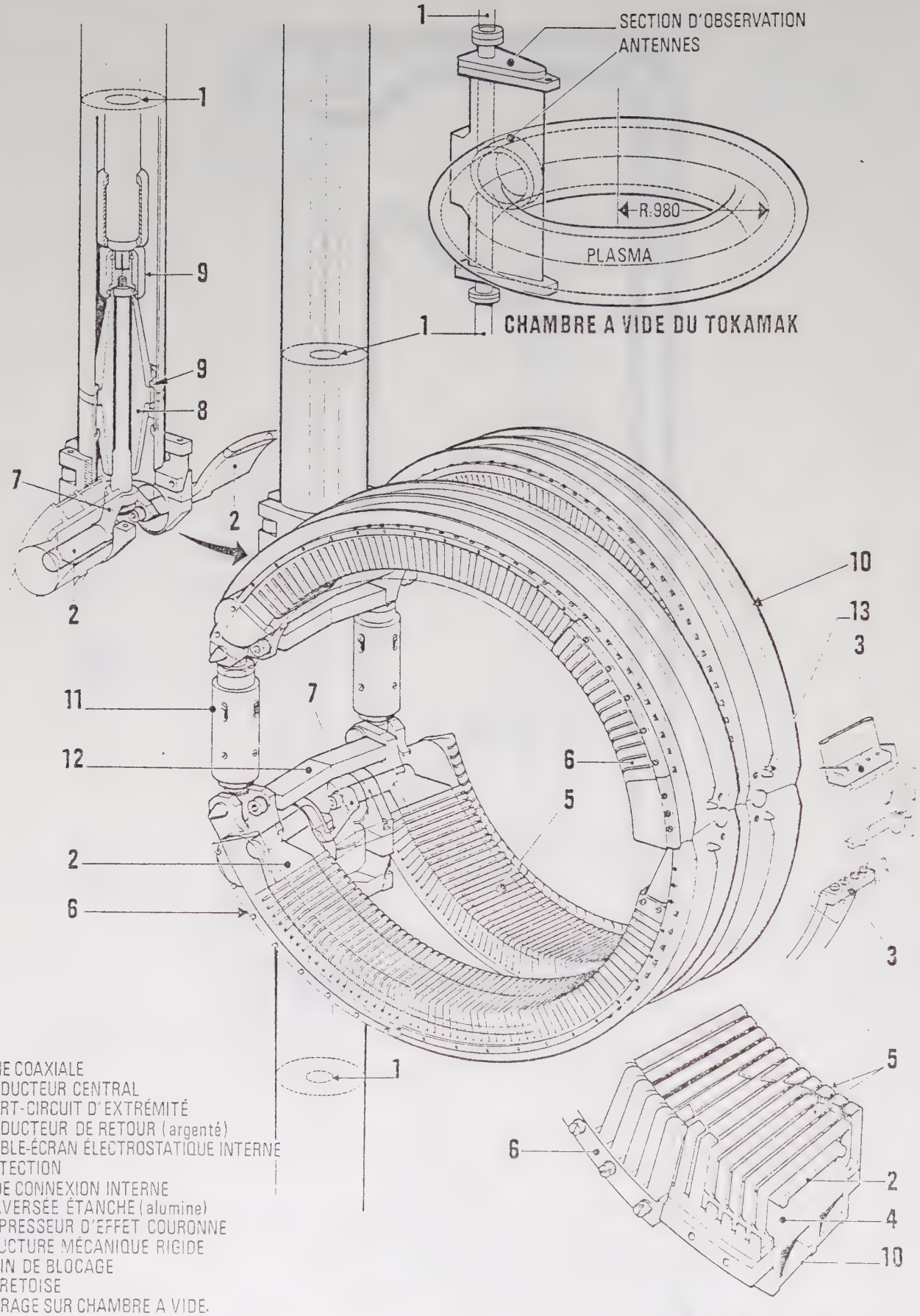
[15] Pégourié B., et al. (à paraître).

[16] Jacquinot J., Proceedings of the Third Joint Varenna-Grenoble Symposium on Heating in Toroidal Plasmas (1982 à paraître).



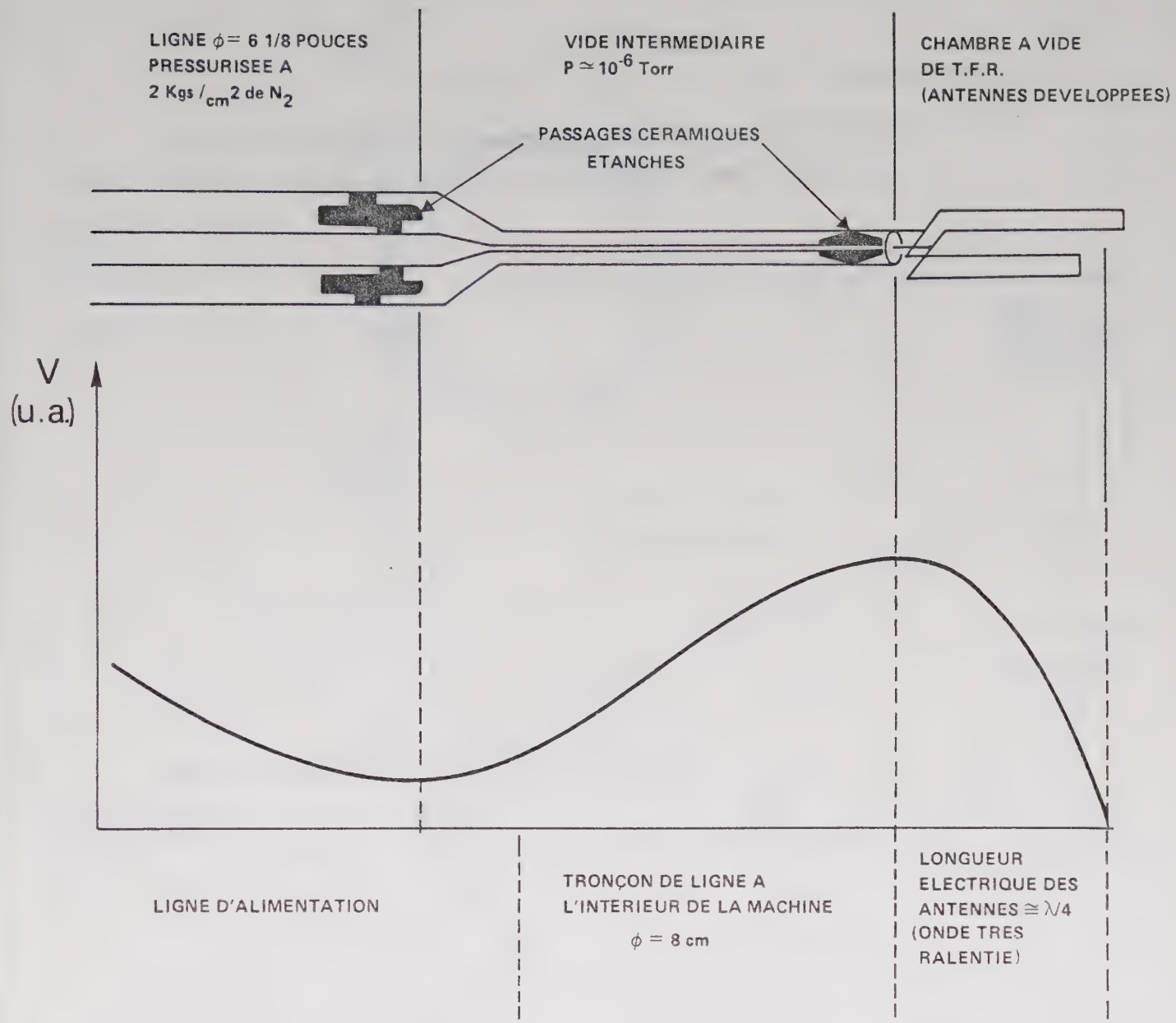
① CONDUCTEUR DE RETOUR
② CONDUCTEUR CENTRAL
③ CAPACITE METALLIQUE DISTRIBUEE LE LONG DU CONDUCTEUR CENTRAL
④ ECRAN ELECTROSTATIQUE
⑤ SUPERPROTECTION LATERALE

FIG. 1 PRINCIPAUX ELEMENTS D'UNE ANTENNE
COUPE TRANSVERSALE D'UN ELEMENT (cf. Fig. 2)



ANTENNES HF

FIG. 2 CHAUFFAGE CYCLOTRONIQUE DU PLASMA



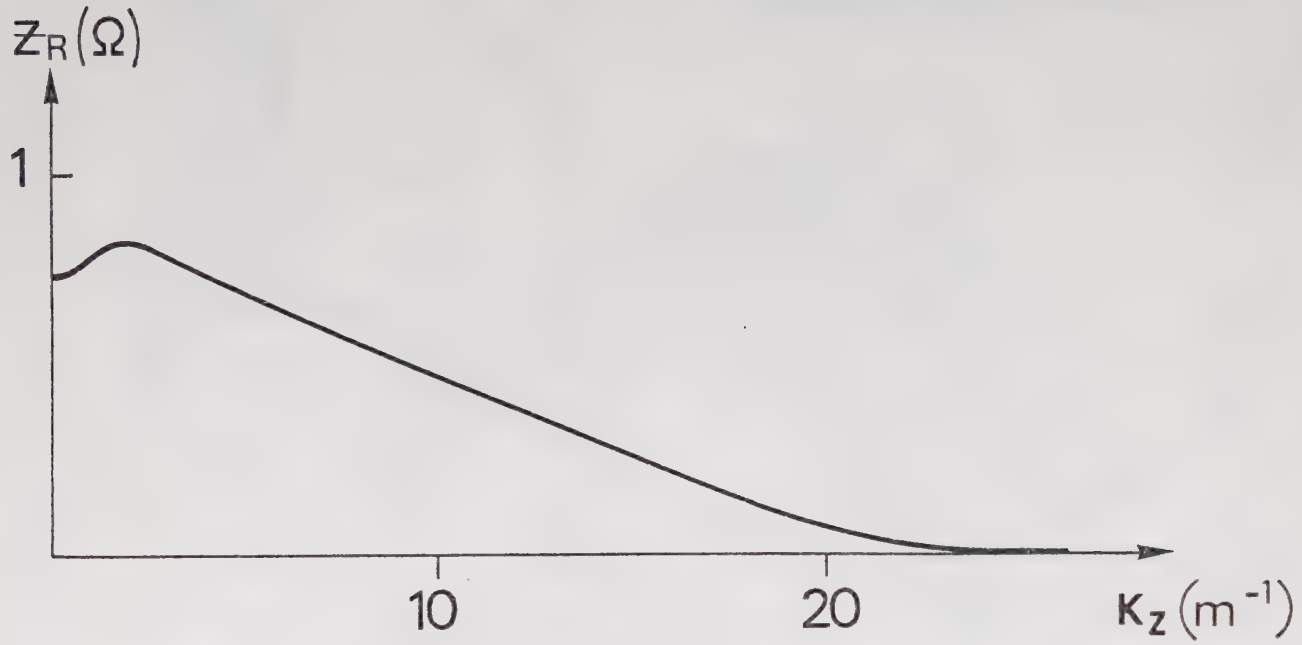
V : TENSION TOTALE SUR LA LIGNE A 60 MHz (FREQUENCE HABITUELLE DE TRAVAIL)

FIG. 3 ALIMENTATION DES ANTENNES DOUBLES PERMETTANT D'AMELIORER LA TENUE EN TENSION DE L'ENSEMBLE

$$Z_R(K_z) = Re\{Z(K_z)\}$$

$Z(K_z)$ DEFINIE PAR : $$\langle E_{YA} \rangle = I \int_{-\infty}^{+\infty} Z(K_z)\, dK_z$$

$\langle E_{YA} \rangle$ ETANT LA VALEUR MOYENNE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR L'ANTENNE ET I LE COURANT CIRCULANT SUR CELLE-CI



$\langle K_z \rangle = 11.5\ m^{-1}$

$\left(\langle K_z^2 \rangle\right)^{1/2} = 13.2\ m^{-1}$

PLASMA DE DEUTERIUM

$n_e = 10^{14}\ cm^{-3}$

$B\phi = 4.8$ Teslas

ν H.F. $= 6\ 10^7$ Hz

FIG. 4 SPECTRE CALCULE EN K_Z POUR UNE ANTENNE ETROITE DOUBLE DE LA PARTIE REELLE DE L'IMPEDANCE DE L'ANTENNE

FIG .5a ANTENNES ETROITES DOUBLES

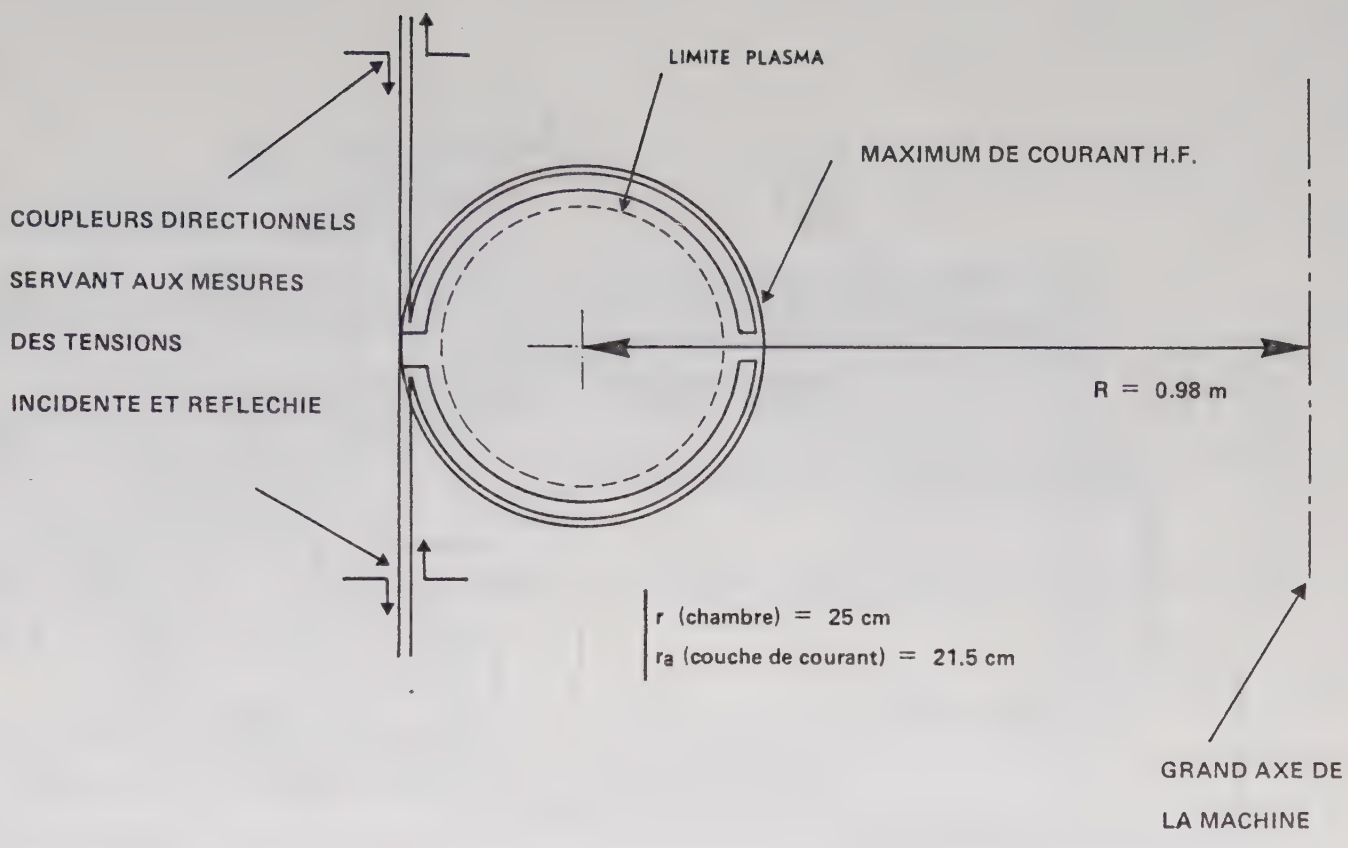


FIG 5b ANTENNE LARGE SIMPLE

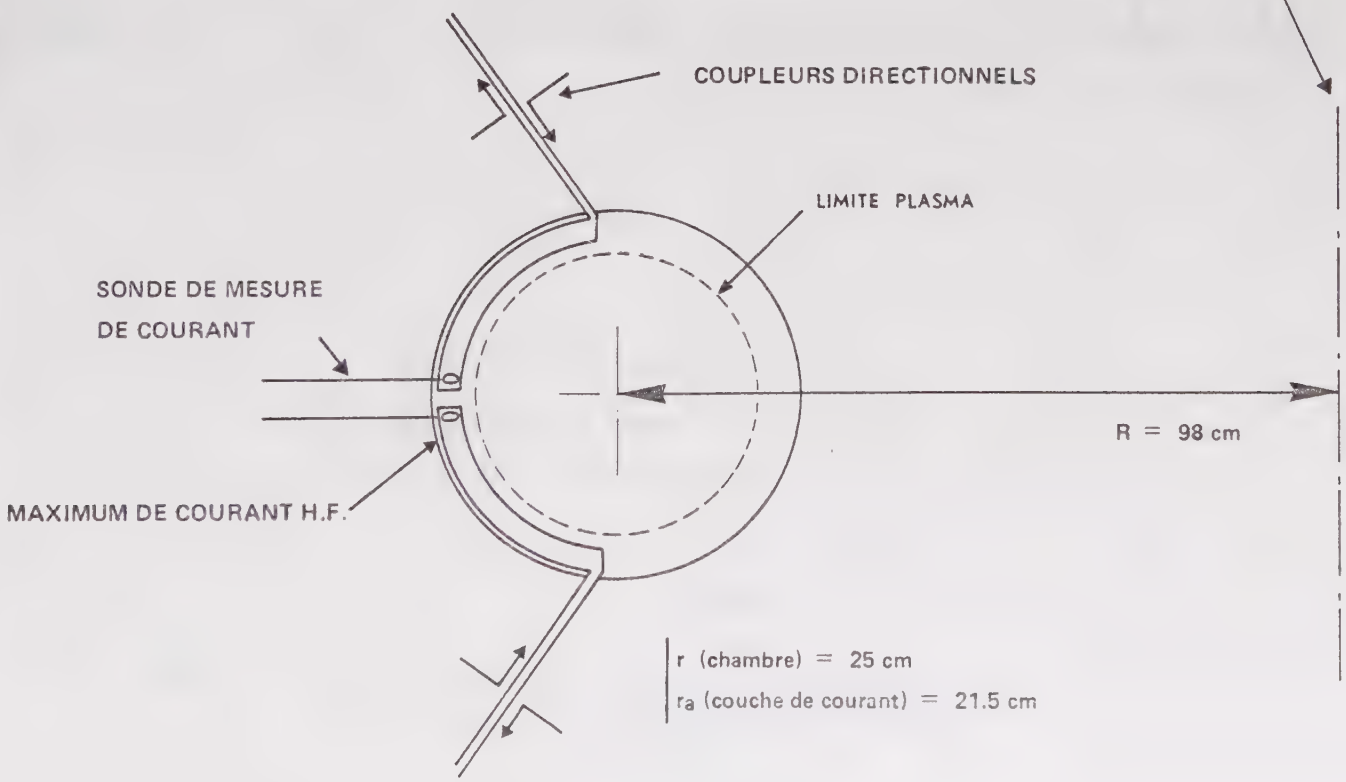
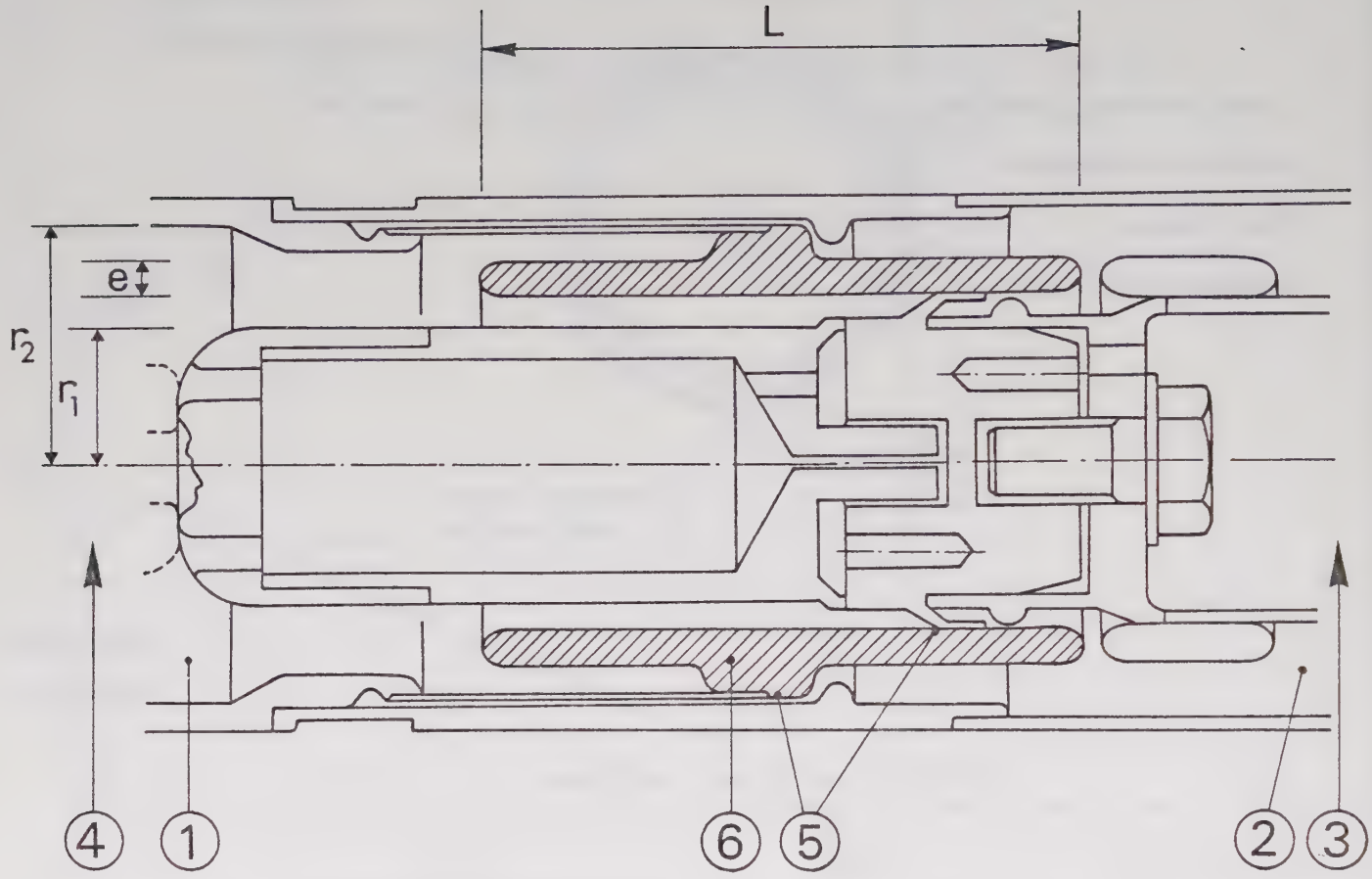


FIG . 5 DISPOSITION DES ANTENNES



① COTE VIDE

② COTE PRESSURISE (2 Kg D'AZOTE)

③ VERS LA LIGNE D'ALIMENTATION

④ VERS L'ANTENNE

⑤ JOINTS BRASES TI – $Al_2 0_3$

⑥ ALUMINE

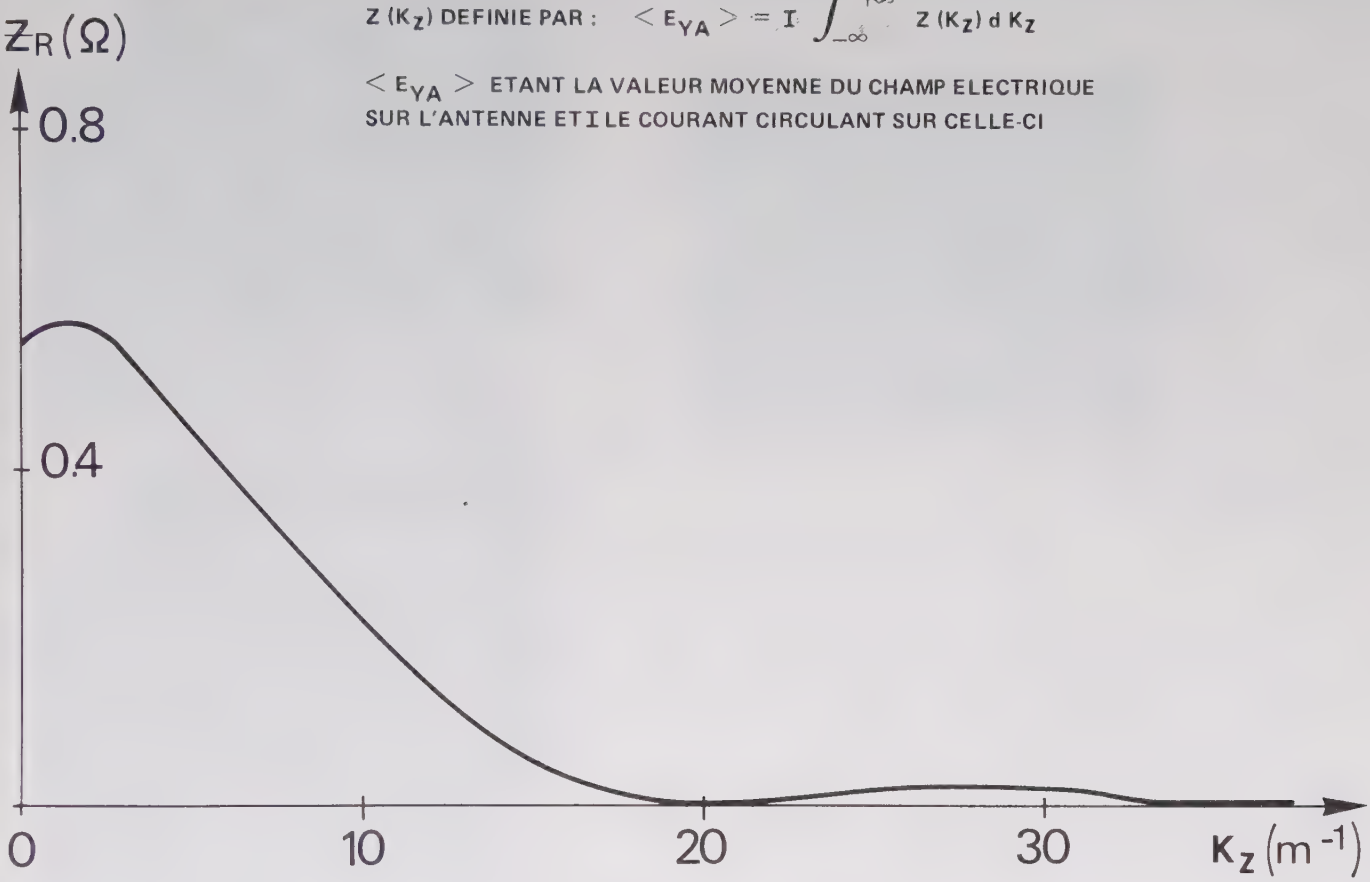
r_1 = 20 mm
r_2 = 35 mm
L = 85 mm
e = 5 mm

FIG. 6 PASSAGE ETANCHE COAXIAL

$Z_R(K_z) = \mathrm{Re}\{Z(K_z)\}$

$Z(K_z)$ DEFINIE PAR : $\langle E_{YA} \rangle = I \int_{-\infty}^{+\infty} Z(K_z)\, d K_z$

$\langle E_{YA} \rangle$ ETANT LA VALEUR MOYENNE DU CHAMP ELECTRIQUE SUR L'ANTENNE ET I LE COURANT CIRCULANT SUR CELLE-CI



$\langle K_z \rangle = 8.1\ m^{-1}$

$\left(\langle K_z^2 \rangle\right)^{1/2} = 9.3\ m^{-1}$

PLASMA DE DEUTERIUM

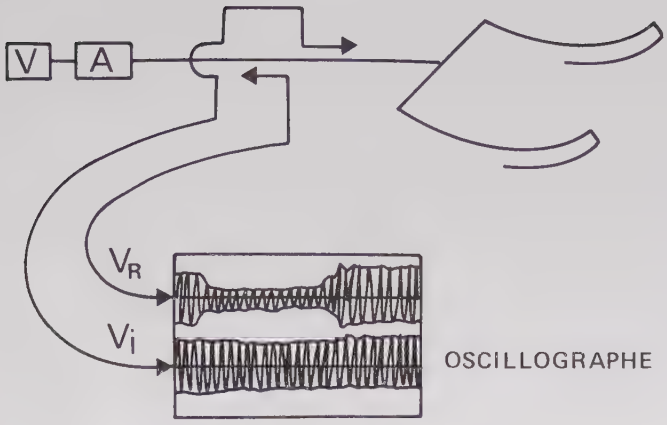
$n_e = 10^{14}\ cm^{-3}$

$B\phi = 4.8$ Teslas

ν H.F. $= 6\ 10^7$ Hz

FIG. 7 SPECTRE CALCULE EN K_Z POUR UNE ANTENNE LARGE DE LA PARTIE REELLE DE L'IMPEDANCE DE L'ANTENNE

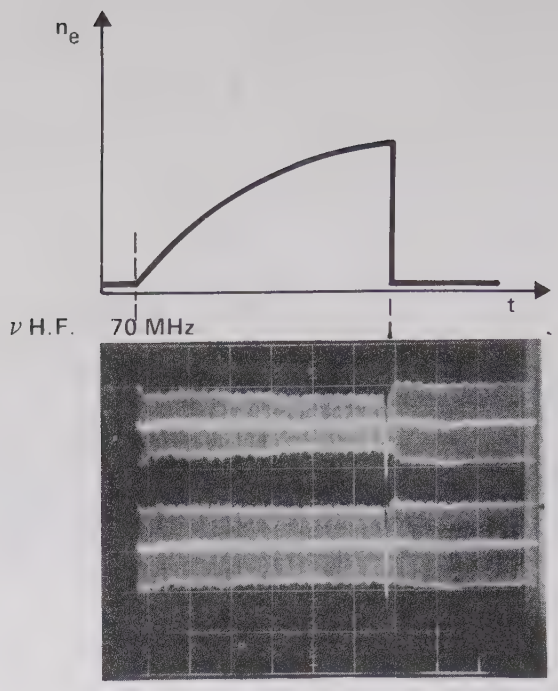
SCHEMA DE PRINCIPE

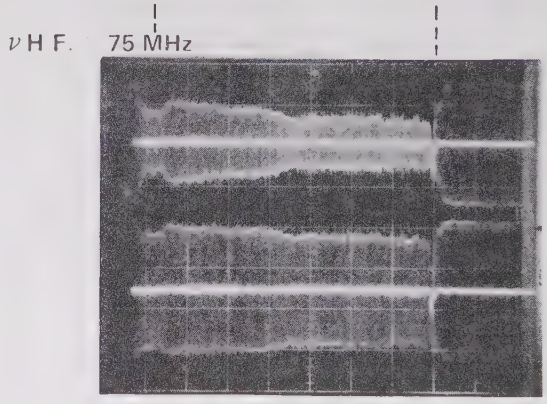


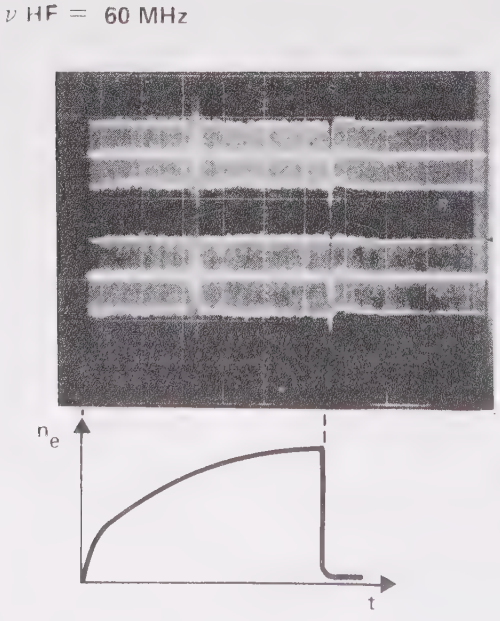
V : VOBULATEUR

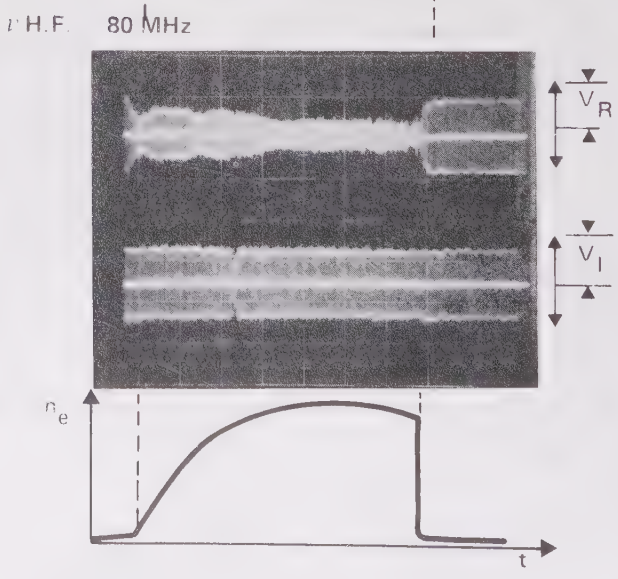
A : AMPLIFICATEUR

$$R_C = Z_C \frac{\frac{U_I}{U_R} - 1}{\frac{U_I}{U_R} + 1}$$



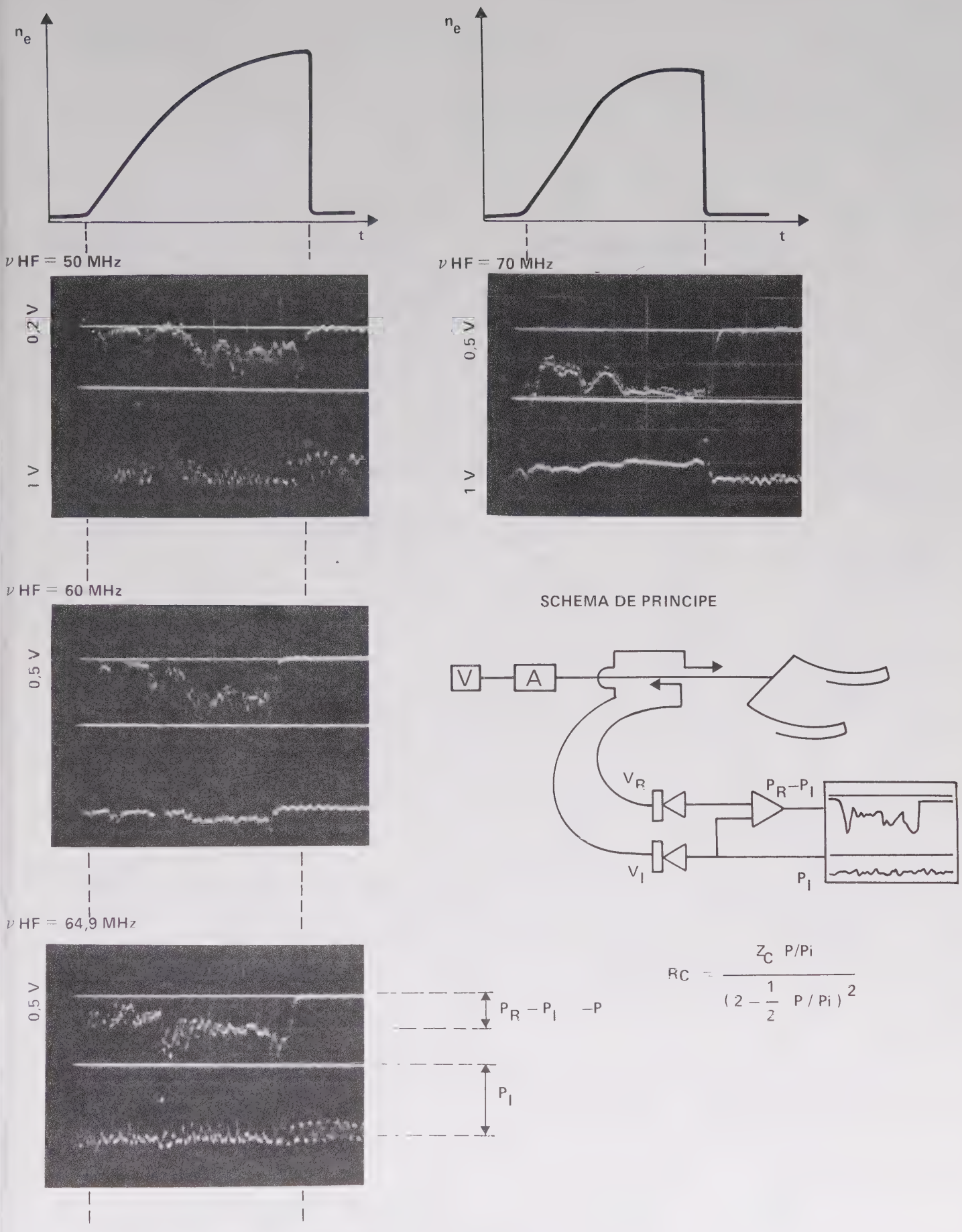






LA DIFFERENCE ENTRE U_I ET U_R DEVIENT TROP FAIBLE POUR ETRE EXPLOITEE A 60 MHz. ON REMARQUE QUE LA MODULATION DES SIGNAUX N'APPARAIT PRATIQUEMENT PAS EN DESSOUS DE 75 MHz.

FIG.8 MESURES DIRECTES DE U_I ET U_R (DEUTERIUM, 5 TESLAS, nH/nD = 0.06)



LA MODULATION DU SIGNAL RESTE BIEN VISIBLE DANS TOUTE LA MOITIE INFERIEURE DU DOMAINE DE FREQUENCE ETUDIE

FIG. 9 MESURES DIFFERENTIELLES ET P_I ET $P = P_I - P_R$
(DEUTERIUM – 5 TESLAS, nH/nD = 0.06)

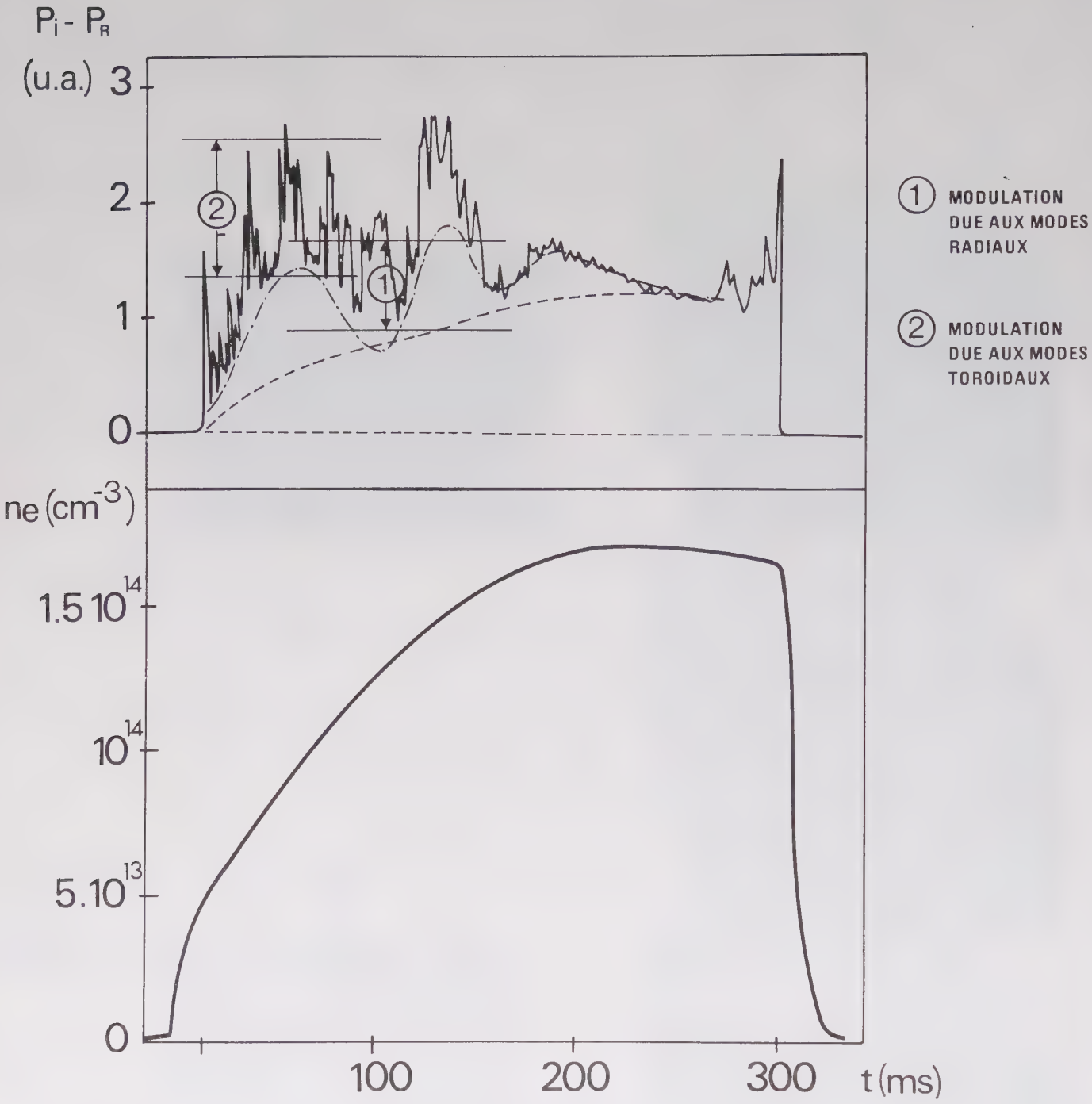


FIG . 10 EVOLUTION TYPIQUE DU SIGNAL DE PUISSANCE COUPLEE AVEC LA DENSITE AU COURS D'UNE DECHARGE. LE SIGNAL EVOLUE GROSSO-MODO DE LA MEME FAÇON QUELLES QUE SOIENT LES ANTENNES ET LES CONDITIONS PLASMA. (LES VALEURS OBTENUES POUR $P_I - P_R$ VARIENT NOTABLEMENT AVEC LA FREQUENCE DU PULSE H.F.)

FIG.11 LES TROIS REGIMES DE COUPLAGE

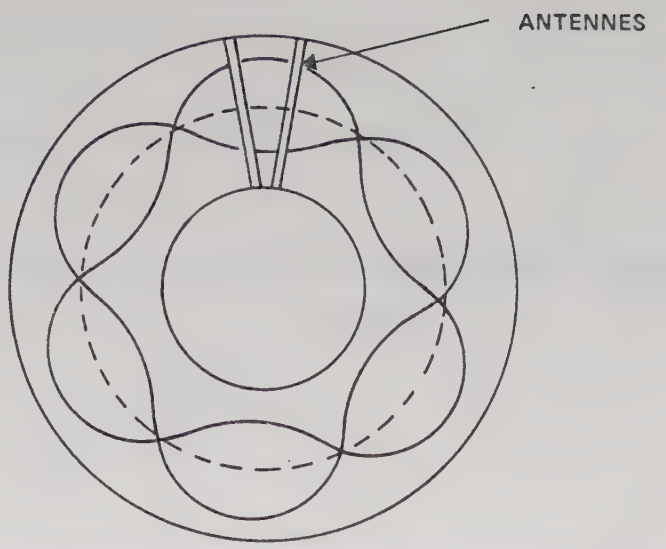


FIG.11a POUR CERTAINES CONDITIONS DE DENSITE L'ONDE INTERFERE AVEC ELLE MEME APRES AVOIR PARCOURU LA GRANDE CIRCONFERENCE DU TORE : MODES TOROIDAUX

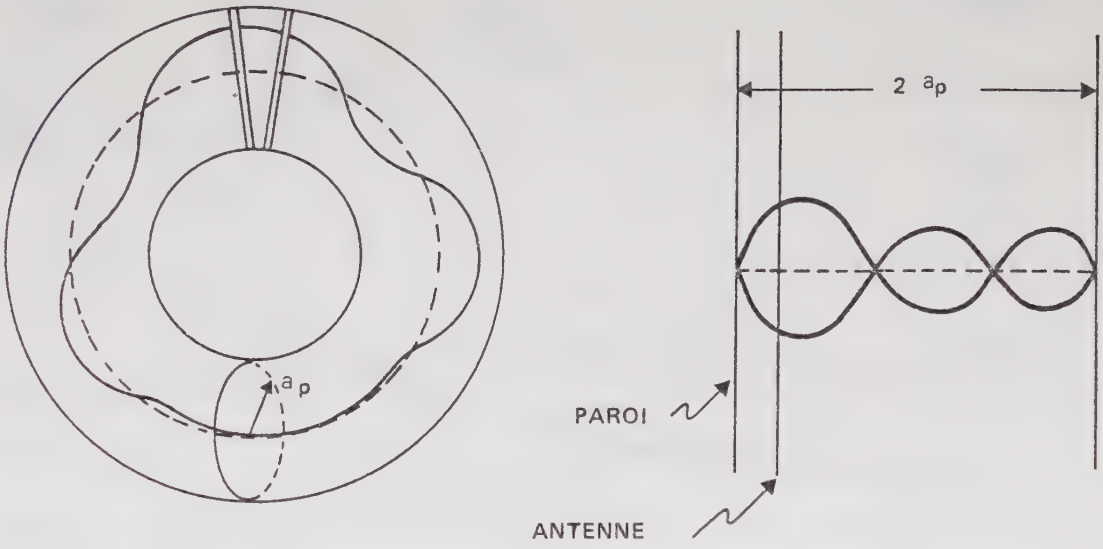


FIG.11b L'ONDE EST ICI SUFFISAMMENT AMORTIE LONGITUDINALEMENT POUR NE PLUS POUVOIR EXCITER LES MODES TOROIDAUX, MAIS ON PEUT CEPENDANT TROUVER RADIALEMENT UNE CONDITION DE RESONANCE

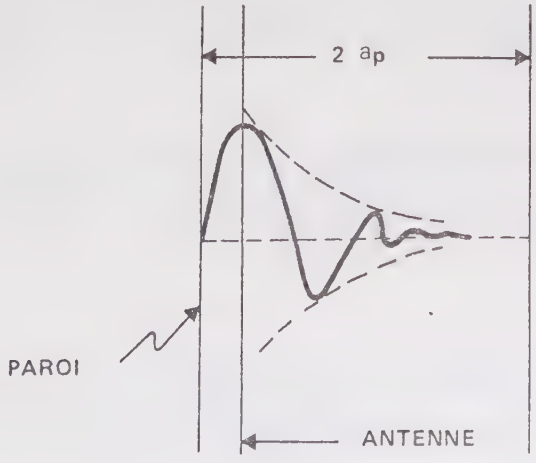
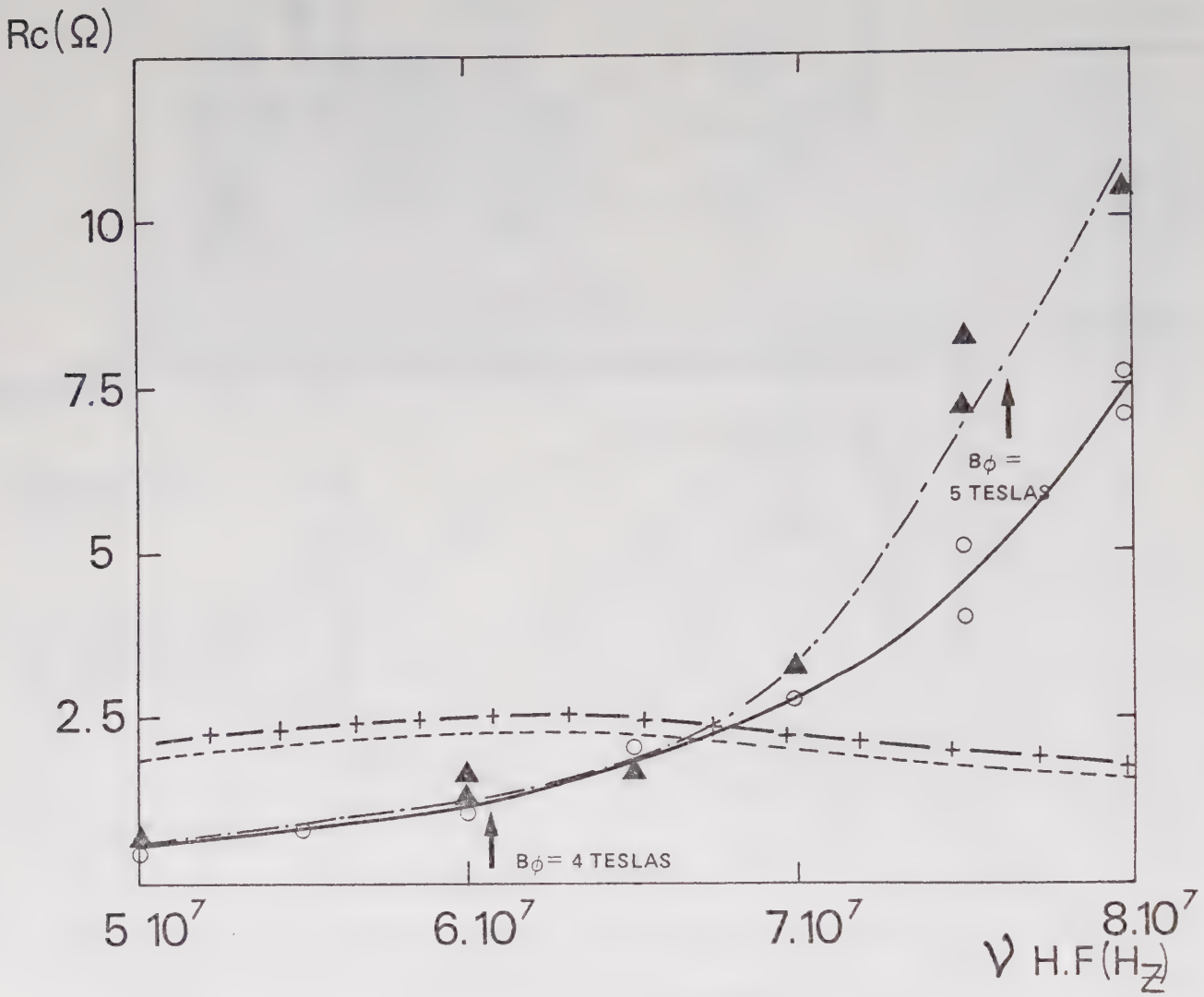


FIG.11c L'ONDE EST ABSORBEE AVANT D'AVOIR ETE REFLECHIE PAR LA PAROI SITUEE FACE A L'ANTENNE



▲ ET —·—·— $B\phi$ = 5 TESLAS (COURBE CALCULEE : – – – –)

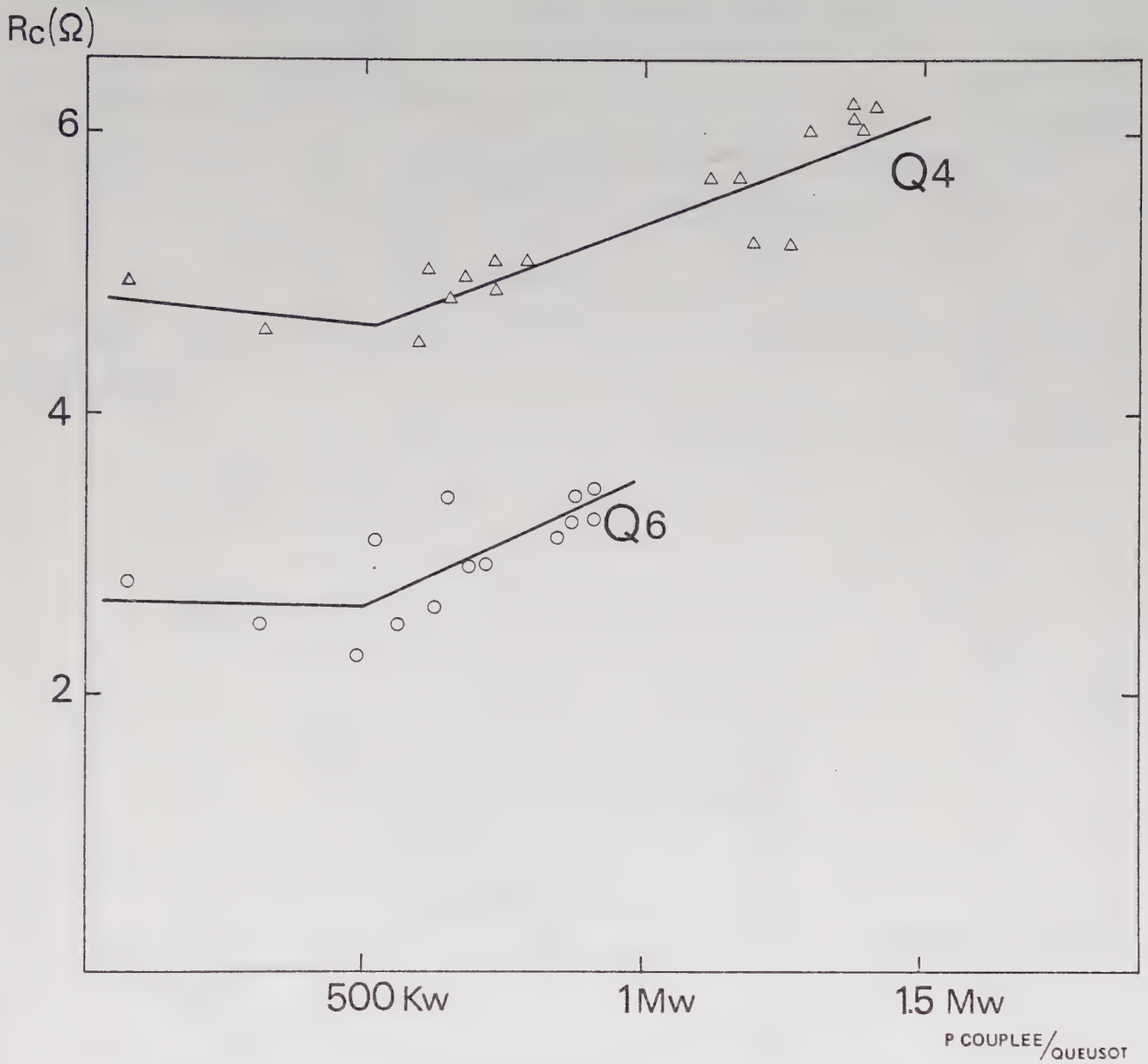
○ ET ———— $B\phi$ = 4 TESLAS (COURBE CALCULEE : – +– +)

IL N'A PAS ÉTÉ TENU COMPTE DES CONNECTIONS DANS LE CALCUL DES COURBES THÉORIQUES

PLASMA DE DEUTERIUM COMPRENANT 6% D'HYDROGENE

LA FLECHE ↑ INDIQUE LA CONDITION DE RESONANCE CYCLOTRONIQUE DES PROTONS AU CENTRE DU PLASMA

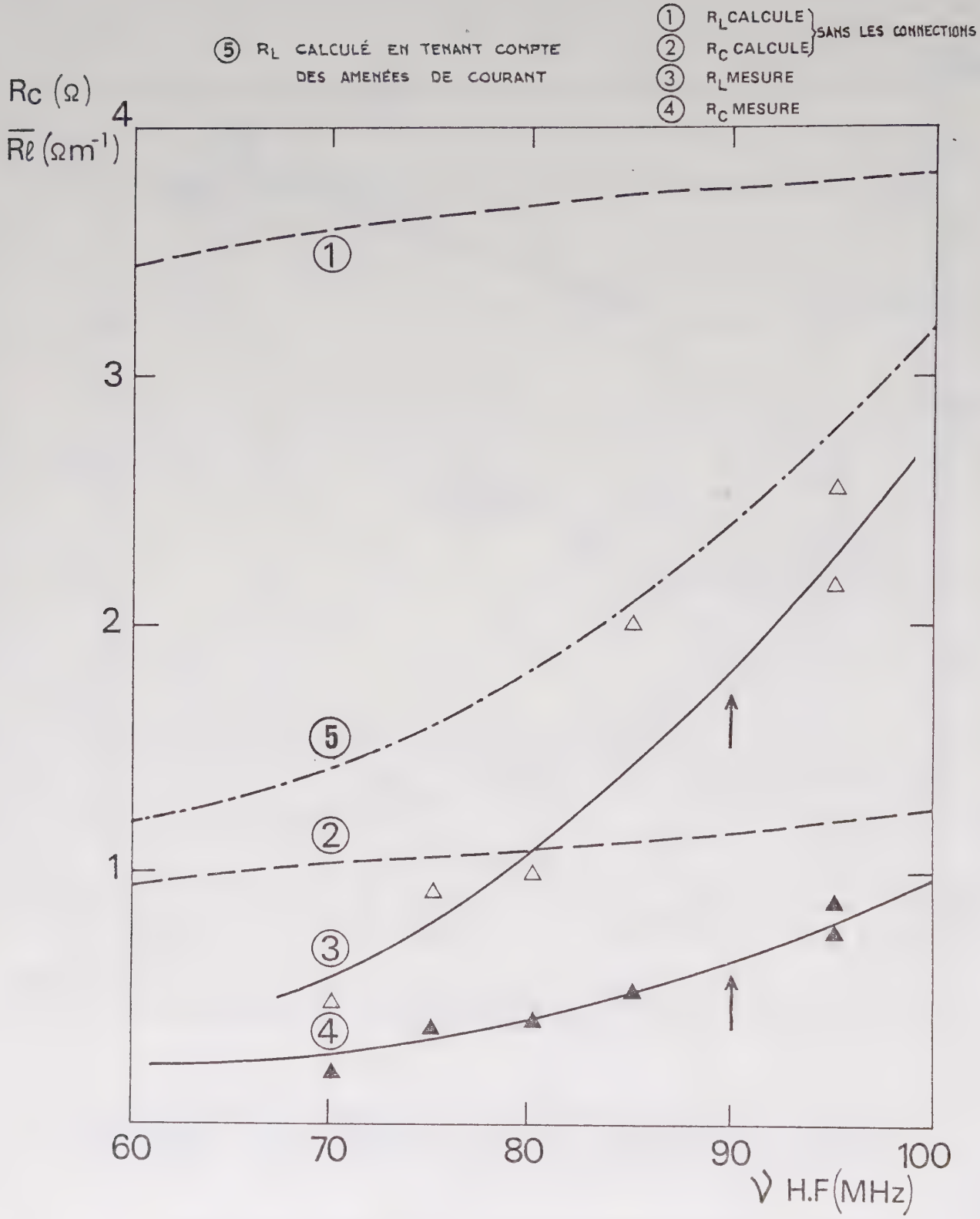
FIG. 12 EVOLUTION DE LA RESISTANCE DE COUPLAGE AVEC LA FREQUENCE DU PULSE H.F. L'ONDE EST GENEREE DEPUIS L'INTERIEUR DU TORE



ON CONSTATE UNE CROISSANCE LENTE AVEC LA PUISSANCE, LE SEUIL SE SITUANT AUTOUR DE 500 KW/QUEUSOT
LE GAZ EST INJECTEE EN Q4

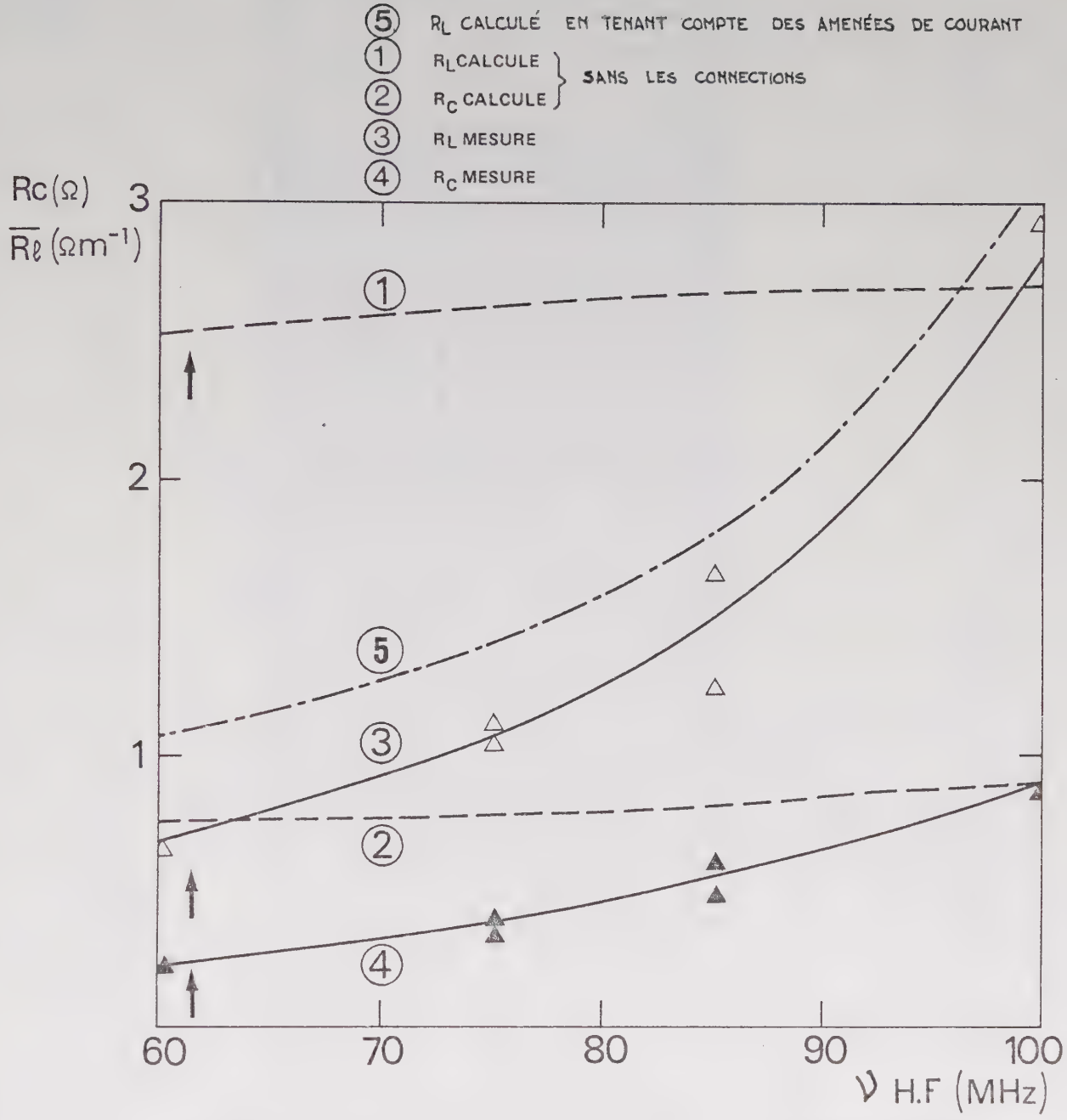
NOTA : POUR POUVOIR COMPARER LES VALEURS DE R_C CI-DESSUS AVEC CELLES DE LA FIGURE 12, IL FAUT MULTIPLIER CES DERNIERES PAR 2. EN EFFET, LES EXPERIENCES A FAIBLE PUISSANCE CONCERNENT UN GROUPE DE DEUX ANTENNES, ALORS QU'A FORTE PUISSANCE, UNE UNITE DE COUPLAGE (Q4 OU Q6) CONCERNE UN GROUPE DE QUATRE ANTENNES.

FIG . 13 EVOLUTION DE LA RESISTANCE DE COUPLAGE AVEC LA PUISSANCE H.F. FOURNIE AU PLASMA. ν H.F. = $6\ 10^7$ Hz



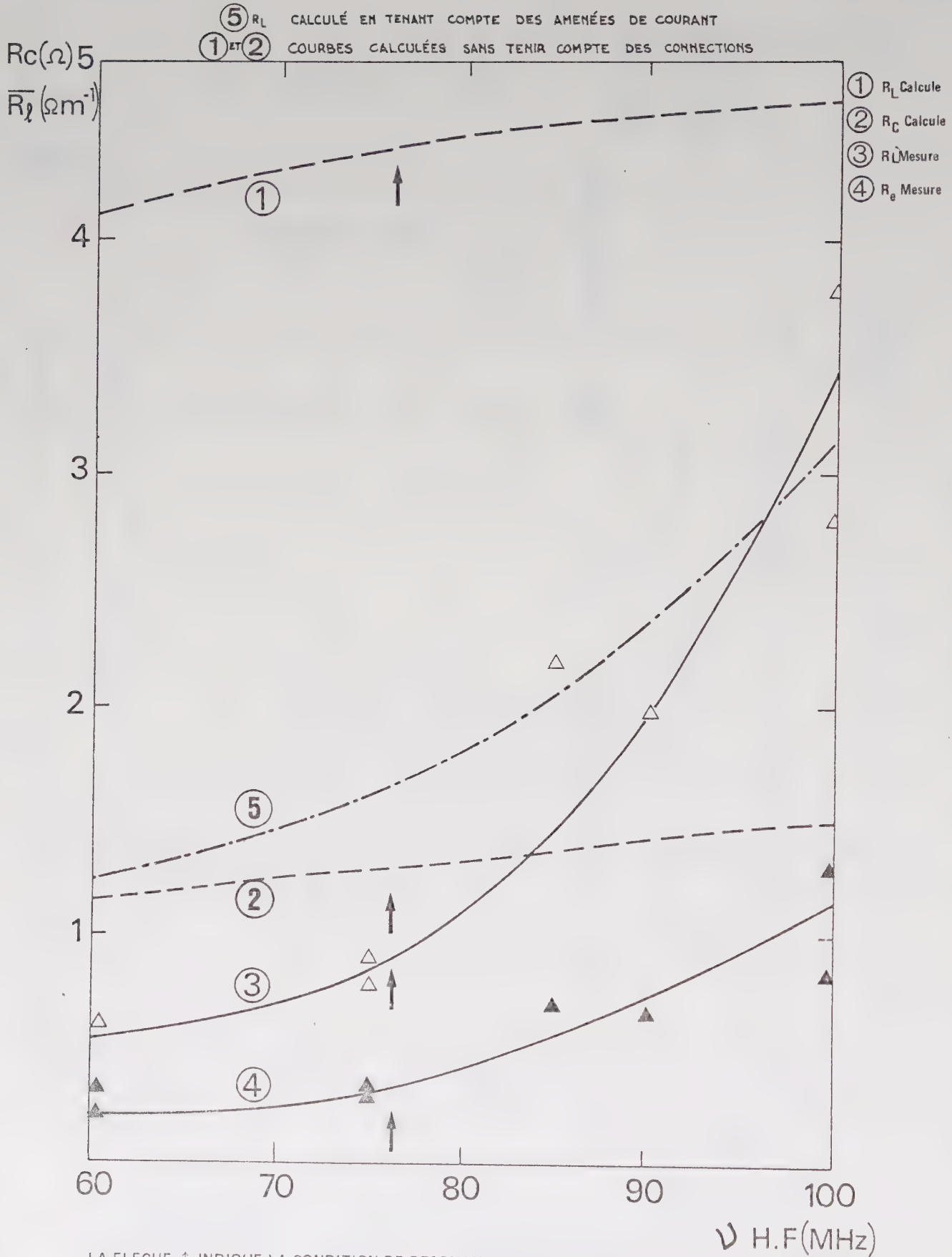
LA CONDITION DE RESONANCE CYCLOTRONIQUE DES PROTONS AU CENTRE DU PLASMA EST EN DEHORS DU DOMAINE DE FREQUENCE ETUDIE
LES FLECHES INDIQUENT LA CONDITION DE RESONANCE HARMONIQUE ($2\Omega_{CH}$) DES PROTONS AU CENTRE DU PLASMA

FIG. 14 VARIATION DES PARAMETRES DU COUPLAGE AVEC LA FREQUENCE
ANTENNE LARGE – $B\phi$ = 3 TESLAS – PLASMA D'HYDROGENE



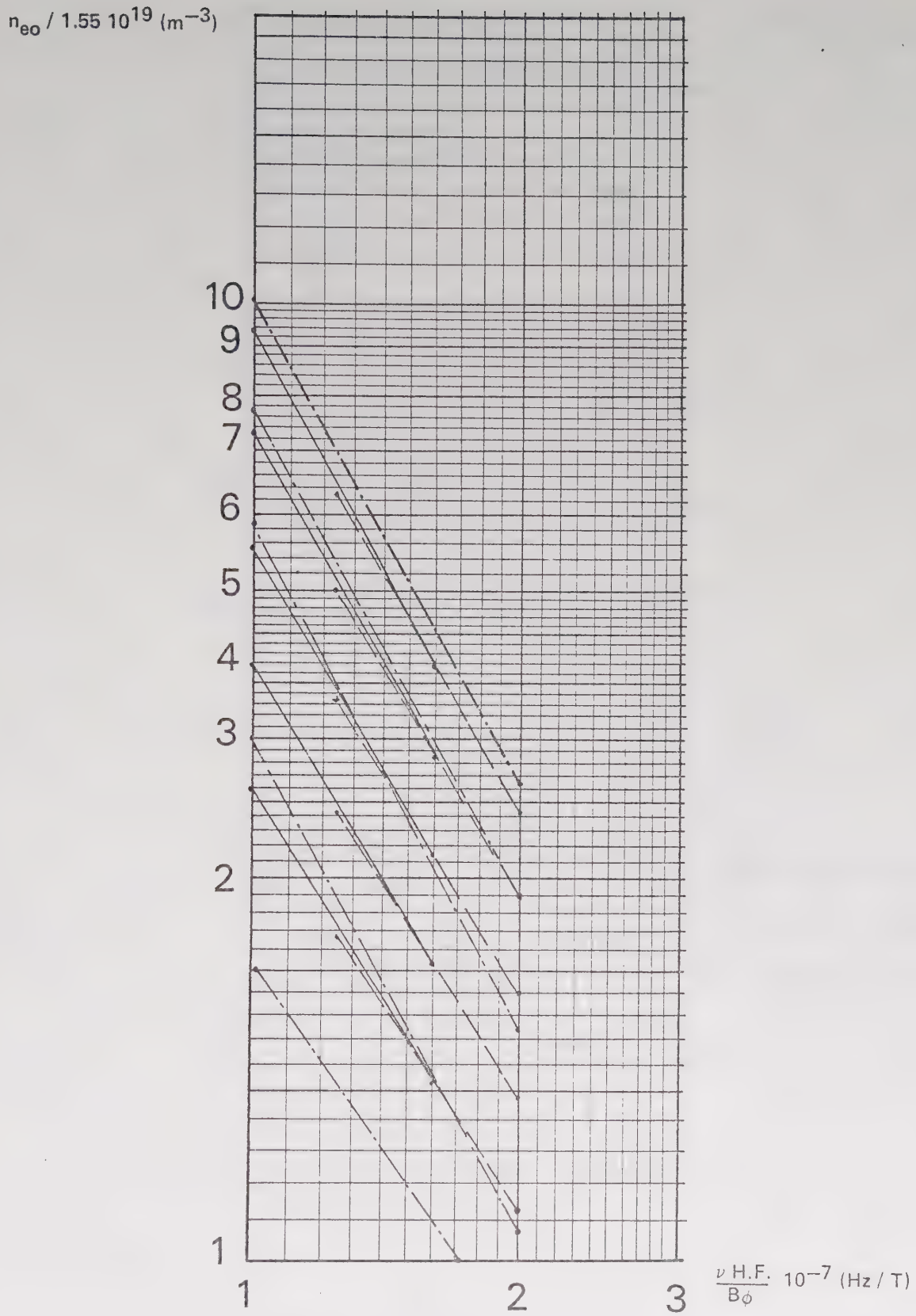
LA FLECHE ↑ INDIQUE LA CONDITION DE RESONANCE CYCLOTRONIQUE DES PROTONS AU CENTRE DU PLASMA

FIG .15 VARIATION DES PARAMETRES DU COUPLAGE AVEC LA FREQUENCE ANTENNE LARGE – $B\phi$ = 4 TESLAS – PLASMA DE DEUTERIUM (20% HYDROGENE)



LA FLECHE ↑ INDIQUE LA CONDITION DE RESONANCE CYCLOTRONIQUE DES PROTONS AU CENTRE DU PLASMA

FIG 16 VARIATION DES PARAMETRES DU COUPLAGE AVEC LA FREQUENCE
ANTENNE LARGE – $B\phi$ = 5 Teslas – PLASMA DE DEUTERIUM (10% HYD.)



——— COURBE CALCULEE POUR $B\phi$ = 5 TESLAS

— — — COURBE CALCULEE POUR $B\phi$ = 4 TESLAS

—·—·— COURBE EXPERIMENTALE DETERMINEE PAR UNE METHODE DES MOINDRES CARRES A PARTIR DES POINTS DE MESURE POUR UN MODE DONNE

FIG.17 IDENTIFICATION DES MODES RADIAUX

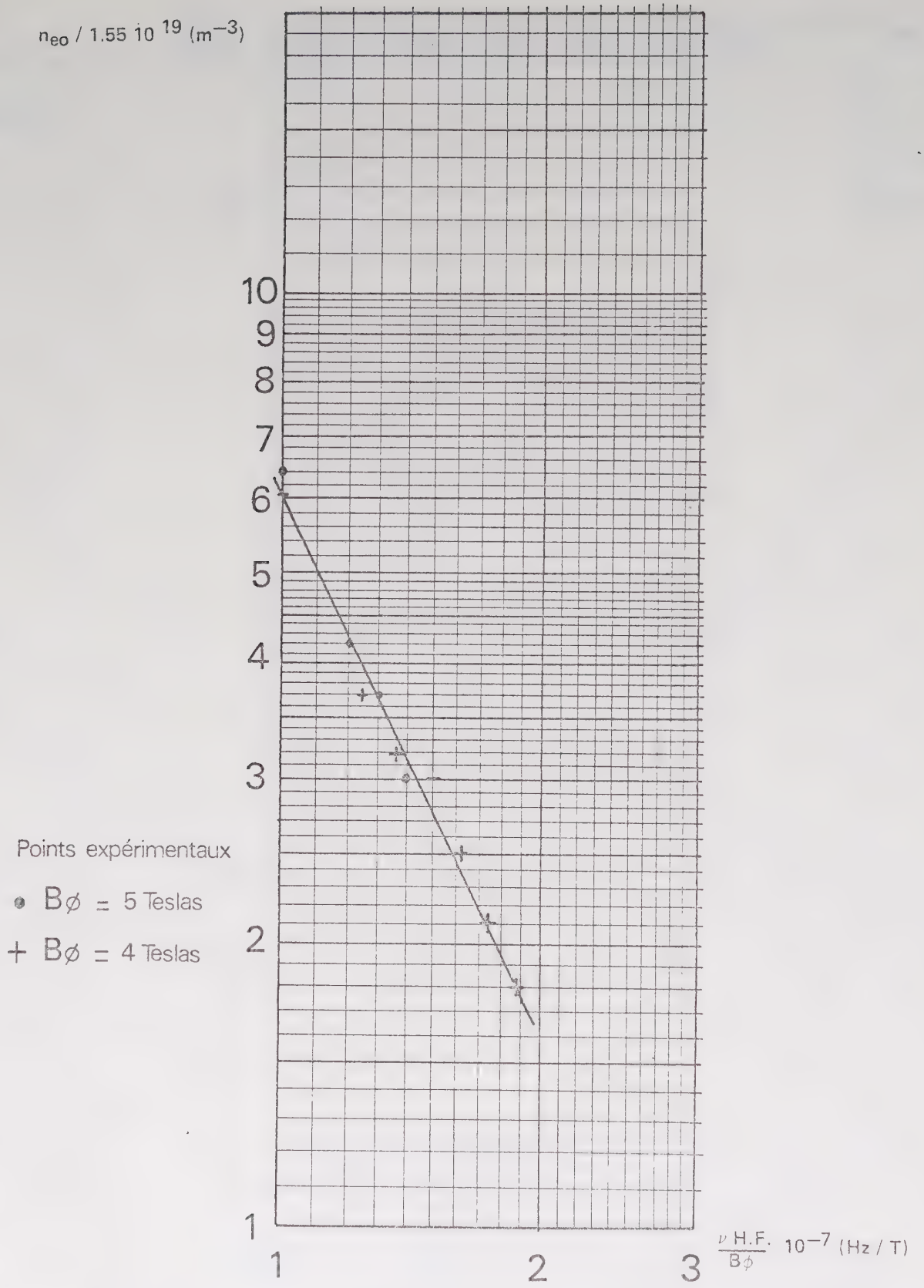
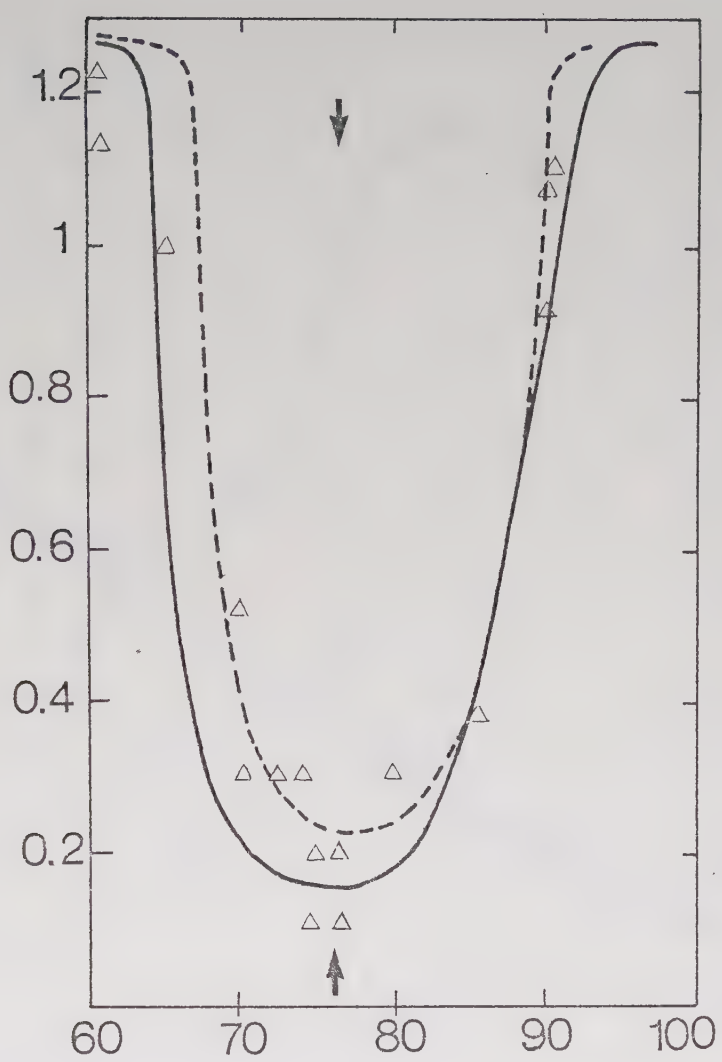


FIG . 17 bis Exemple de détermination d'une courbe expérimentale correspondant a un mode, donnant une idée de la dispersion des points experimentaux .



LA FLECHE ↑ INDIQUE Ω_{CH} AU CENTRE DU PLASMA

$K_{//} = 15\ m^{-1}$

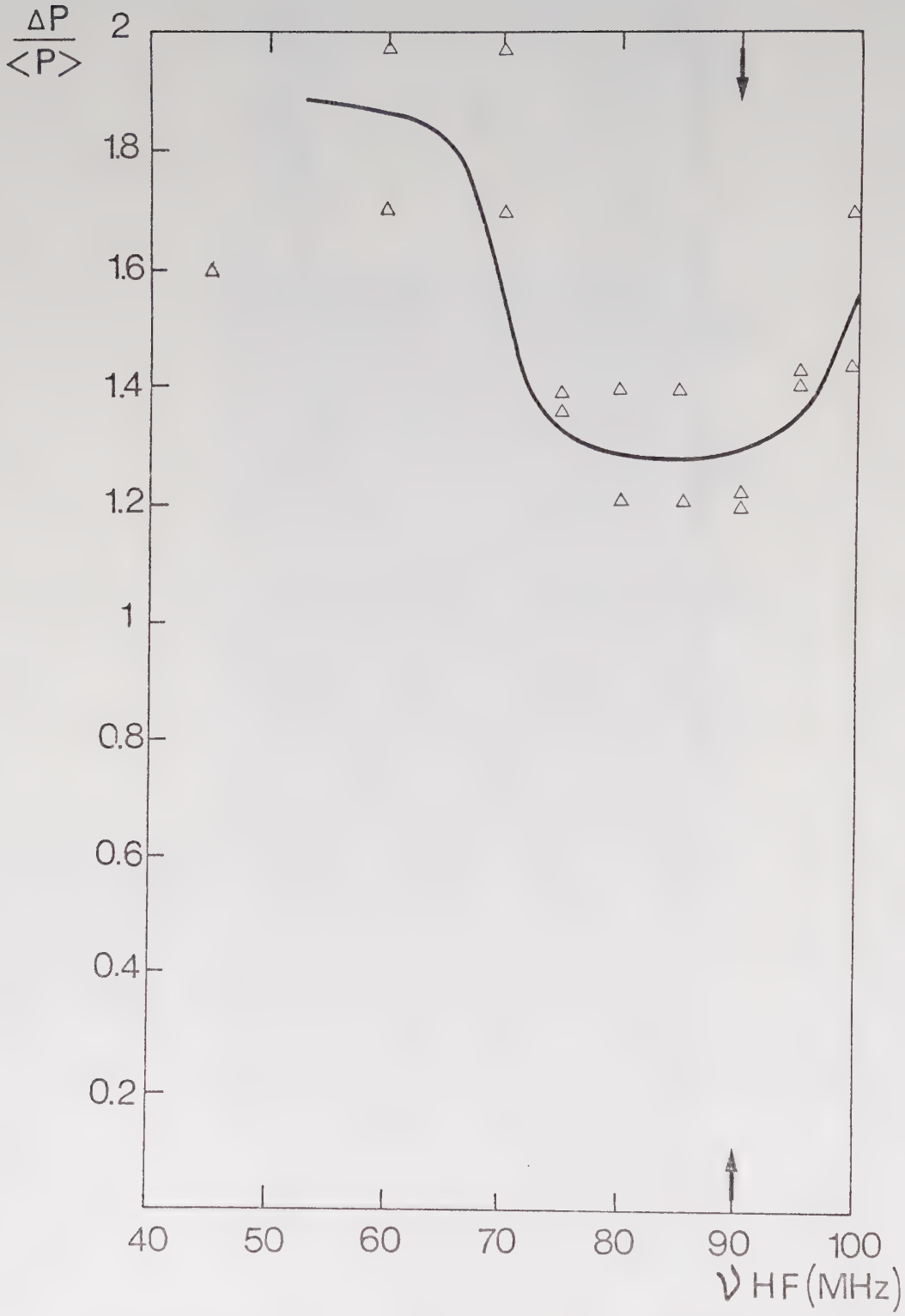
—— $n_H/n_D = 10\ \%$

---- $n_H/n_D = 5\ \%$

} THEORIE

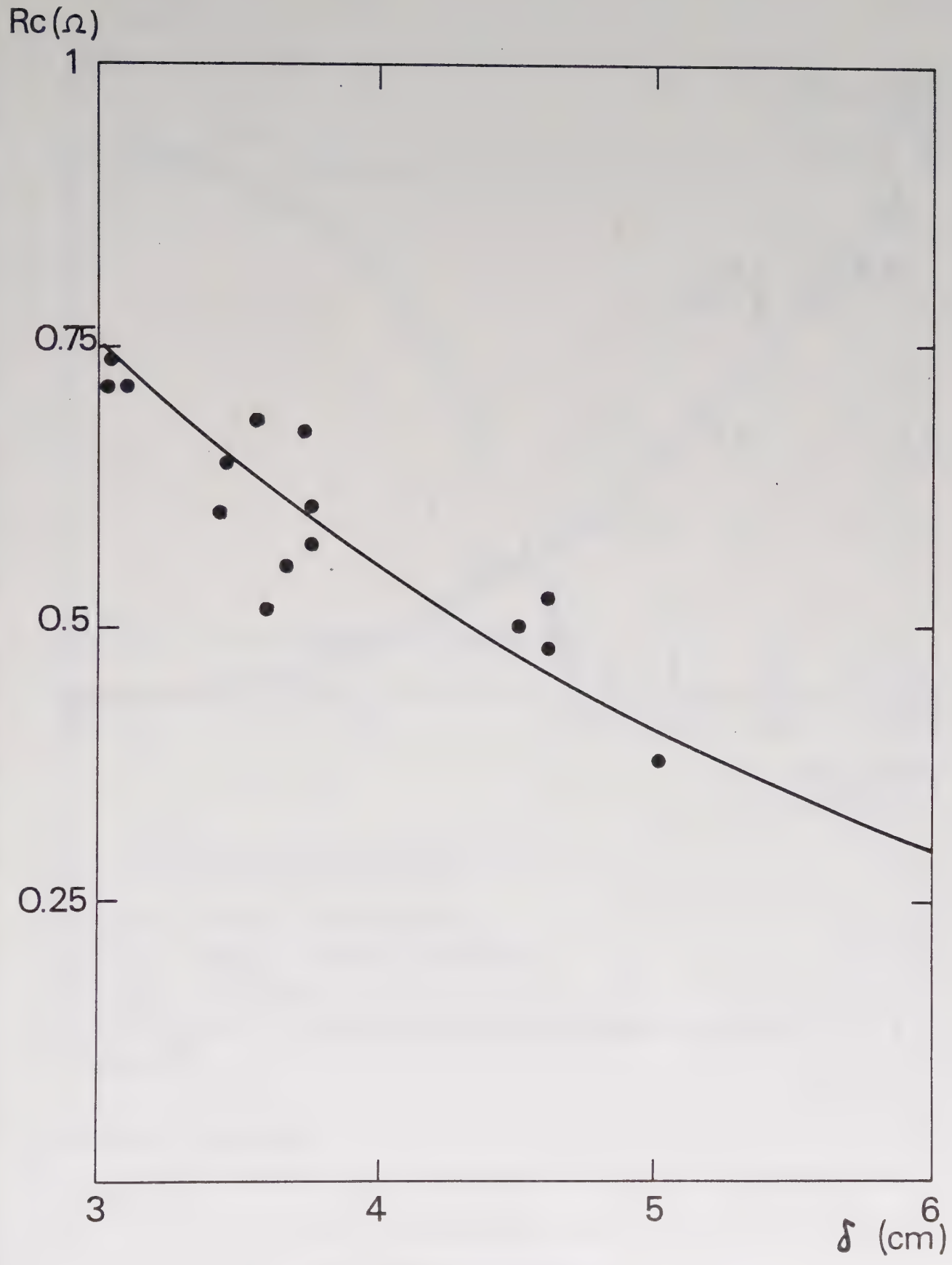
△ MESURE

FIG. 18 MODULATION DU COUPLAGE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN PLASMA DE D_2 (10% H_2) AVEC B_ϕ = 5 TESLAS



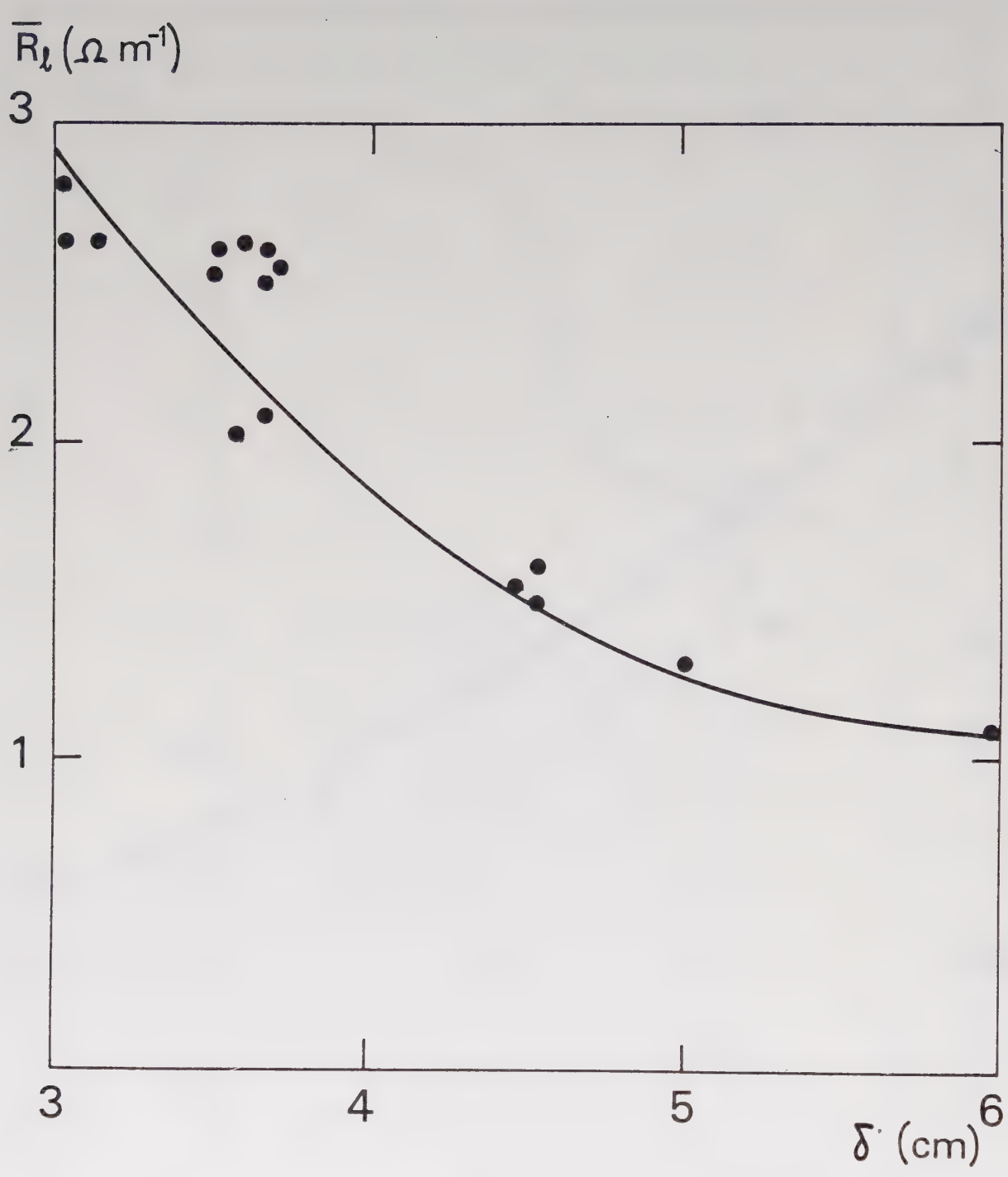
LA FLECHE ↑ INDIQUE LA CONDITION DE RESONANCE DES PROTONS A L'HARMONIQUE 2 DE LA FREQUENCE CYCLOTRONIQUE AU CENTRE DU PLASMA

FIG. 19 MODULATION DU COUPLAGE EN FONCTION DE LA FREQUENCE POUR UN PLASMA D'HYDROGENE PUR AVEC $B\phi = 3$ TESLAS



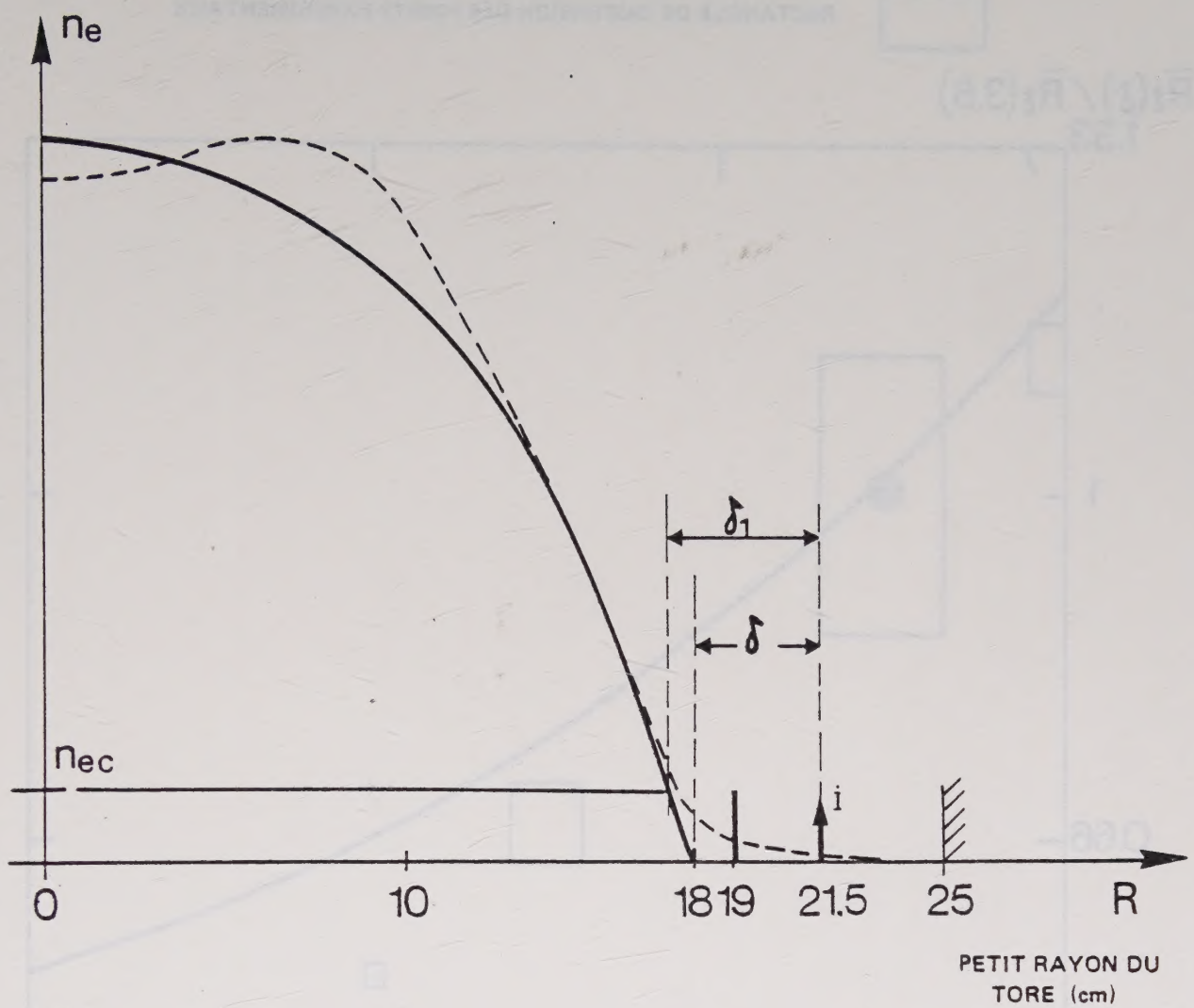
(DEFINITION δ FIG. 22)

FIG. 20 VARIATION DE LA RESISTANCE DE COUPLAGE Rc AVEC LA DISTANCE ANTENNE-PLASMA POUR ν H.F. = 10^8 Hz



(DEFINITION δ FIG. 22)

FIG. 21 VARIATION DE LA RESISTANCE LINEIQUE R_L AVEC LA DISTANCE ANTENNE - PLASMA POUR ν H.F. = 100 MHz



n_{ec} : DENSITE DE COUPURE EN DESSOUS DE LAQUELLE L'ONDE H.F. N'EST PAS PROPAGATIVE

R = 25 cm PAROI DE LA CHAMBRE A VIDE

R = 21.5 cm NAPPE DE COURANT DE L'ANTENNE H.F.

R = 19 cm DIAPHRAGME

$\delta = \delta_0$ = DISTANCE ANTENNE PLASMA PRISE EN COMPTE DANS LES CALCULS

PROFIL DE DENSITE EXPERIMENTAL

APPROXIMATION PARABOLIQUE

FIG 22 DETERMINATION DE LA DISTANCE ANTENNE - PLASMA A PARTIR DES PROFILS EXPERIMENTAUX DE DENSITE ELECTRONIQUE

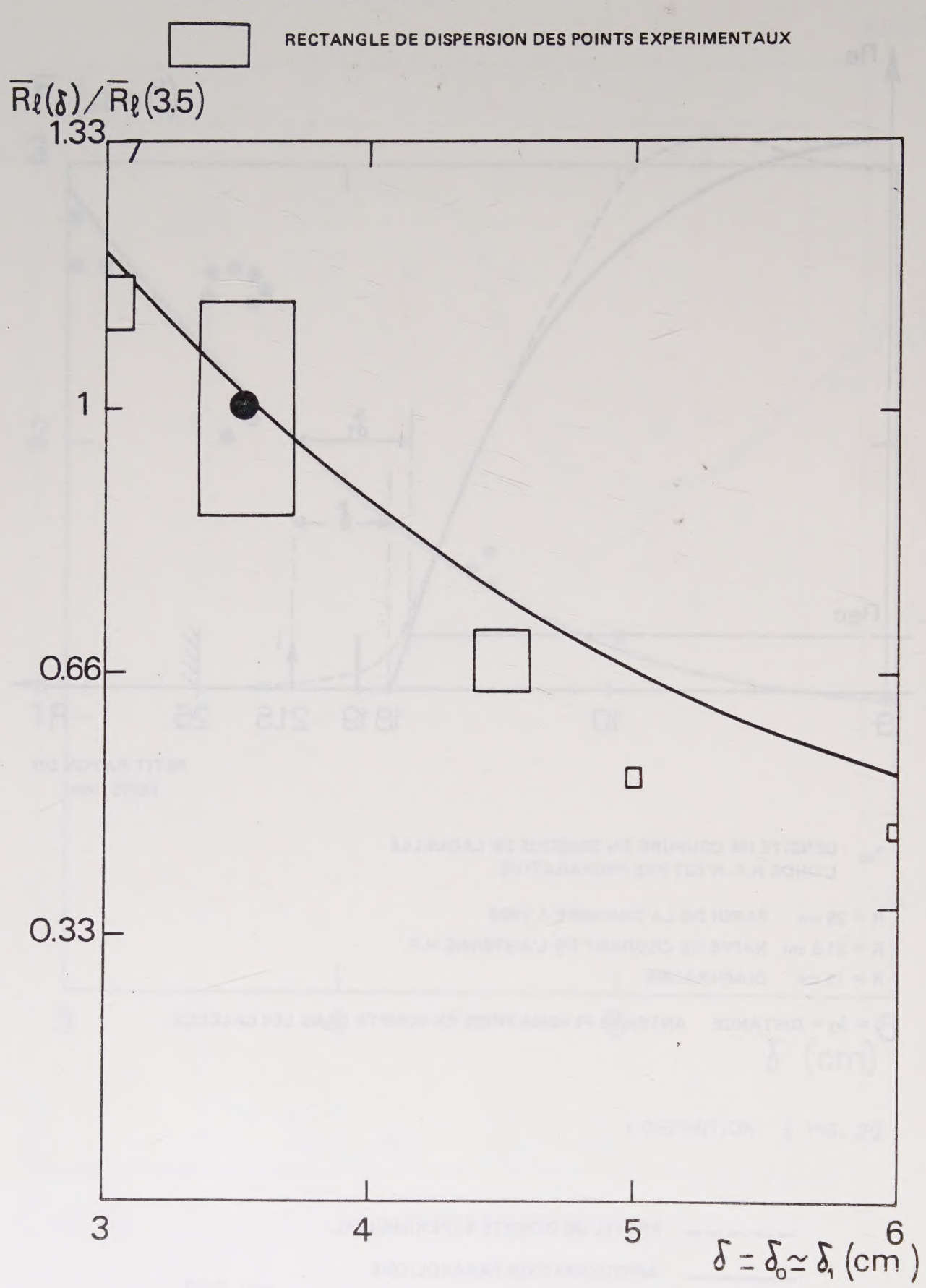


FIG. 23 VARIATION RELATIVE DES PARAMETRES DU COUPLAGE EN FONCTION DE LA DISTANCE ANTENNE - PLASMA POUR ν HF = 10^8 Hz